



# **Torche à plasma inductif: modélisation et mise au point d'un pilote industriel - Couplage avec le creuset froid de tirage**

Jean-Pierre Paillard

## **► To cite this version:**

Jean-Pierre Paillard. Torche à plasma inductif: modélisation et mise au point d'un pilote industriel - Couplage avec le creuset froid de tirage. Electromagnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1995. Français. NNT: . tel-01340733

**HAL Id: tel-01340733**

**<https://hal.science/tel-01340733>**

Submitted on 1 Jul 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **THESE**

présentée par

**Jean-Pierre PAILLARD**

pour obtenir le grade de DOCTEUR

**de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE  
de GRENOBLE**

(arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : Génie des Procédés

---

**Torche à plasma inductif : modélisation et  
mise au point d'un pilote industriel.  
Couplage avec le creuset froid de tirage**

---

Date de soutenance : 31 mars 1995

Composition du jury :

M. C. BERNARD	Président
M. J. LIETO M. P. FAUCHAIS	Rapporteurs
M. M. GARNIER M. P. RIVAT M. C. DERIVE	Examineurs

Thèse préparée au sein du laboratoire MADYLAM



## **REMERCIEMENTS**

Que toutes les personnes qui ont pu, directement ou indirectement, participer à l'aboutissement de ce travail, d'un point de vue scientifique, technique ou administratif, en soient sincèrement remerciées.





# SOMMAIRE

## INTRODUCTION GENERALE

## CHAPITRE I : PRESENTATION DES TECHNOLOGIES INDUCTIVES

<b>I- INTRODUCTION .....</b>	<b>13</b>
<b>II- LE CREUSET FROID.....</b>	<b>13</b>
II-1- DESCRIPTION .....	13
II-2- PHENOMENES PHYSIQUES MIS EN JEU .....	15
II-2-1- Epaisseur de peau électromagnétique .....	15
II-2-2- Forces électromagnétiques.....	17
II-3- ADAPTATION D'IMPEDANCE.....	19
II-4- CONCLUSION.....	19
<b>III- LE PLASMA INDUCTIF .....</b>	<b>20</b>
III-1- DEFINITION .....	20
III-2- LA TECHNOLOGIE DES PLASMAS INDUCTIFS.....	21
III-3- LA PHYSIQUE DES PLASMAS INDUCTIFS .....	23
III-3-1- Propriétés thermodynamiques .....	23
III-3-2- Propriétés de transport des gaz plasmagènes .....	25
III-3-3- Température et vitesse des gaz .....	27
III-4- PURIFICATION .....	27
III-5- DOMAINES D'APPLICATION DES PLASMAS .....	29
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>31</b>

## CHAPITRE II : MODELISATION PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS D'UNE TORCHE A PLASMA INDUCTIF

<b>I - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....</b>	<b>35</b>
I-1 - LES PREMIERS TRAVAUX .....	35
I-2 - INTRODUCTION DE PARTICULES .....	37
I-3 - LES NOUVELLES VOIES .....	40
I-4 - LES NOUVEAUX DEVELOPPEMENTS .....	41
I-5 - CONCLUSION .....	43

<b>II - MODELISATION D'UNE TORCHE A PLASMA INDUCTIF .....</b>	<b>43</b>
II.1 - PRESENTATION DU LOGICIEL FLUX-EXPERT .....	43
II.2 - LA METHODE DES ELEMENTS FINIS .....	44
II-3-1 - L'équation électromagnétique .....	47
II-3-2 - L'équation de la thermique .....	48
II-3-3 - L'équation de Navier-Stokes pour les fluides compressibles .....	51
II-4 - LES PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ARGON .....	56
II-5 - COUPLAGE MAGNETIQUE-THERMIQUE .....	61
II-5-1 - Géométrie et maillage .....	61
II-5-2 - Conditions aux limites et conditions initiales .....	63
II-5-3 - Description du bouclage .....	65
II-5-4 - Les résultats .....	66
II-5-5 - Conclusion .....	70
II-6 - PRISE EN COMPTE DU PHENOMENE HYDRODYNAMIQUE .....	70
II-6-1 - Evolution de la géométrie .....	71
II-6-2 - Maillage pour la résolution hydrodynamique .....	73
II-6-3 - Hypothèses simplificatrices .....	73
II-6-4 - Premiers calculs .....	73
II-6-5 - Géométrie finale et prise en compte du rayonnement interne .....	76
II-6-6 - Couplage mécanique-thermique .....	78
II-6-7 - Influence des forces électromagnétiques. ....	78
<b>III - CONCLUSION .....</b>	<b>85</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>88</b>

## CHAPITRE III : MISE AU POINT DU PILOTE INDUSTRIEL

<b>I - MONTAGE INITIAL (Sté EXTRAMET) .....</b>	<b>93</b>
CONFIDENTIEL	
<b>II - MODIFICATIONS ET OPTIMISATION .....</b>	<b>93</b>
II-1 - MODIFICATION GENERALE DE L'ENCEINTE .....	93
CONFIDENTIEL	
II-2 - ADAPTATION ELECTRIQUE .....	93
II-2-1 - Description d'un générateur à triode .....	94
II-2-2 - Adaptation d'impédance .....	96
II-2-3 - Optimisation de l'inducteur. ....	104
II-2-4 - Mise en oeuvre des inducteurs .....	111
II-3- CONCLUSIONS .....	114

<b>III - PHENOMENES ELECTROSTATIQUES ET DIELECTRIQUES.....</b>	<b>114</b>
III-1 - PHENOMENE DE L'ARC ELECTRIQUE .....	115
III-1-1 - Phénomènes d'ionisation dans les gaz .....	115
III-1-2 - Claquage dans un champs uniforme.....	117
III-1-3. Claquage à haute fréquence .....	121
III-1-4 - Conclusion .....	124
III-2 - MATERIAUX ISOLANTS - DIELECTRIQUES .....	124
III-2-1 - Propriétés électriques d'un isolant. ....	125
III-2-2 - Choix des matériaux adaptés .....	130
<b>III-3- CONCLUSION .....</b>	<b>133</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>134</b>

## **CHAPITRE IV : MISE EN OEUVRE DU PROCEDE PLASMA INDUCTIF**

<b>I - PURIFICATION ET SPHEROIDISATION D'EPONGES DE TITANE.....</b>	<b>137</b>
I-1- DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS OPERATOIRES ...	137
I-2- RESULTATS EXPERIMENTAUX .....	138
I-2-1- Poudre de titane de 120 mm.....	138
I-2-2- Poudre de titane de 50 mm.....	142
I-2-3- Conclusions .....	143
I-3- MODELISATION DE LA FUSION DE PARTICULES .....	145
I-3-1- Aspect numérique .....	146
I-3-2- Résultats .....	149
I-4- CONCLUSION .....	155
<b>II- COUPLAGE TORCHE PLASMA-CREUSET FROID DE TIRAGE.....</b>	<b>156</b>
II-1- DESCRIPTION DE L'INSTALLATION .....	156
II-2- LES ESSAIS "EXTRAMET" .....	158
II-3- PROCEDE DE TIRAGE FINAL .....	160
II-4- RESULTATS D'ANALYSE .....	163
II-5- CONCLUSION.....	165
<b>III- ENROBAGE DE POUDRE PAR PLASMA INDUCTIF .....</b>	<b>166</b>
CONFIDENTIEL	
<b>IV- BILANS CALORIMETRIQUES .....</b>	<b>167</b>
IV-1 PRINCIPE .....	167
IV-2 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	169

IV-3 LES RESULTATS ..... 170

IV-4 CONCLUSIONS ..... 175

**BIBLIOGRAPHIE ..... 177**

**CONCLUSION GENERALE**

**ANNEXE 1**

## **INTRODUCTION GENERALE**

---



Depuis quelques années, l'intérêt industriel porté aux plasmas inductifs se justifie par une grande variété d'applications comme l'élaboration de la silice ultra-pure, la production de bore métallique, la sphéroïdisation de particules. Cependant, la technique du plasma inductif n'a pas encore atteint sa pleine maturité, ni offert le meilleur de son potentiel d'application, notamment en génie des procédés d'élaboration métallurgique, plus couramment caractérisé par des procédés d'envergure de grande production et grand consommateur d'énergie.

Le développement de la technologie des torches réalisé depuis les années 1960 permet l'application d'une puissance de plusieurs centaines de kilowatts, que l'on cherche à associer aux spécifications du plasma inductif, qui sont :

- une enthalpie spécifique et des températures très élevées, qui permettent la fusion de métaux réfractaires ;
- la possibilité de transférer à un matériau une quantité d'énergie importante et contrôlée (car cette énergie est apportée par une source extérieure) avec un fort rendement ;
- des valeurs de conductivité thermique et de viscosité élevées favorisant les transferts thermiques ;
- une faible vitesse des gaz plasmagènes qui permet des temps de séjour importants dans le cas du traitement de poudres injectées dans le plasma ;
- l'absence d'électrodes qui rend possible l'utilisation de gaz réactifs et l'élaboration de matériaux ultrapurs (la seule limitation étant liée à la pureté des gaz plasmagènes) ;
- le travail au voisinage de la pression atmosphérique qui est le moins onéreux et qui permet l'addition d'éléments d'alliage assez volatils (ce qui est impossible par exemple par bombardement électronique) ;
- la mise en oeuvre de procédés faciles à automatiser.

C'est cette association d'un générateur de forte puissance et d'une torche à plasma qui offre des possibilités nouvelles en génie d'élaboration métallurgique telles que la refusion, l'affinage de poudre brute pour l'obtention de semi produits , la densification et le traitement des poudres .

Le travail présenté dans ce mémoire avait pour objectif initial la mise au point d'un procédé de tirage de lingots de métaux réfractaires ultra-purs.

Il faisait l'objet d'une collaboration scientifique et technique entre la Société EXTRAMET S.A., spécialisée dans la production de titane et qui développait un procédé plasma inductif de forte puissance, et le laboratoire MADYLAM, reconnu pour sa compétence en élaboration métallurgique par creuset froid inductif.



Ce procédé associait donc deux techniques, chacune apportant sa spécificité :

- le *plasma inductif*, gaz réactif à haute enthalpie, permet la purification de la matière première par fusion ou vaporisation des particules introduites ;
- le *creuset froid droit de tirage* (coulée 4C, Cold Crucible Continuous Casting) permet la mise en forme de la poudre purifiée sans pollution ultérieure.

Ainsi, la Société EXTRAMET ayant développé un procédé d'élaboration de poudres de titane par réduction métallothermique du tétrachlorure de titane en bain de sels fondus, elle disposait alors d'une technologie lui permettant d'obtenir un produit semi-fini de haut de gamme et innovant quant au mode d'obtention.

Rapidement mis en oeuvre dans le cadre d'essais de faisabilité (projet PUMA) conduits par le laboratoire MADYLAM, le procédé a cependant montré les limites de la torche plasma mise au point à l'époque :

- utilisation de matériaux inadaptés aux conditions extrêmes de températures imposées par la flamme plasma,
- adaptation électrique médiocre,
- système de distribution des poudres et de tirage défaillants.

Les difficultés financières de la Société EXTRAMET, pénalisée par une conjoncture économique très défavorable, qui débouchèrent sur sa liquidation judiciaire après dix-huit mois de collaboration, n'ont pu permettre à l'époque de finaliser le projet.

Ainsi, les sept mois d'interruption du financement de ce travail furent paradoxalement les plus actifs car consacrés :

- dans un premier temps, au rachat et au transfert du pilote industriel vers le laboratoire MADYLAM.
- dans un deuxième temps, aux modifications radicales à apporter au dispositif pour obtenir un procédé de forte puissance fiable et ayant un comportement stable pour des durées de fonctionnement de quelques heures, modifications décrites dans le **chapitre III**.

Ce travail fut mené dans le cadre de la création d'une entreprise, la Société AGYL S.A, finalisée en Juillet 1993, qui permit l'aboutissement de cette thèse grâce à la reprise de la convention CIFRE interrompue avec la disparition de la Société EXTRAMET.

Les objectifs devinrent alors étroitement liés au développement de AGYL S.A, notamment dans le cadre de différents contrats industriels mettant en oeuvre le dispositif plasma : enrobage de poudres, sphéroïdisation de particules, bilan énergétique de l'installation... Ces procédés font l'objet du **chapitre IV**.

Parallèlement à ce développement technologique, nous avons développé la modélisation d'une torche à plasma inductif en cage quartz. Les résultats obtenus, exposés dans le **chapitre II**, reflètent assez fidèlement les ordres de grandeurs trouvés dans la littérature, et nous ont permis d'appréhender certains phénomènes dont la maîtrise est indispensable au bon fonctionnement du procédé.

Enfin, nous ne saurions commencer ce mémoire sans une description des technologies inductives mises en oeuvre au long de cette étude, description présentée dans le **chapitre I**.



# **CHAPITRE I**

## **PRESENTATION DES TECHNOLOGIES INDUCTIVES**



## I- INTRODUCTION

Les domaines de l'aérospatiale, du biomédical, du nucléaire et d'autres encore, actuellement dominés par les superalliages (base nickel principalement) représentent un marché de l'ordre de 4000 tonnes par an pour les métaux réfractaires à l'état massif ou en poudre, qui répondent à de nouvelles exigences, en particulier :

- la réduction du poids pour les parties en mouvement ,
- l'amélioration de la biocompatibilité,
- l'augmentation de la température d'exercice.

Le titane répondant aux deux premiers critères (les applications hautes températures étant plutôt réservées au niobium), la société EXTRAMET focalisait son activité de recherche sur l'élaboration en continu de barreaux de titane de haute pureté. Elle cherchait pour cela à associer deux technologies, dont l'efficacité n'est plus à démontrer dans l'élaboration de matériaux réfractaires. Il s'agit :

- du **plasma inductif**, puissant outil de purification et intervenant à la fin de la chaîne d'élaboration de la poudre de titane (figure I-1) ;
- du **creuset froid**, procédé de fusion par induction non polluant -par opposition au creuset réfractaire- et qui constitue un des principaux axes de recherche au laboratoire MADYLAM.

Si les deux procédés sont individuellement maîtrisés, leur association pose certains problèmes de compatibilité (fréquence de travail, conditions optimales de fonctionnement, ...) et d'interaction (lignes de champ magnétique). Cependant, l'intérêt de lier la purification du plasma inductif à l'affinage et la mise en forme du creuset froid méritait un important travail de recherche.

Il convenait dans un premier temps de définir et de décrire ces deux procédés d'élaboration métallurgique afin de pouvoir mieux analyser, dans un deuxième temps, leur association.

## II- LE CREUSET FROID

### II-1- DESCRIPTION

Le tirage continu en creuset froid droit (coulée 4C : Cold Crucible Continuous Casting) permet l'élaboration d'alliages réfractaires sous forme massive sans risque de pollution par dégradation du creuset au contact avec celui-ci.

Une telle installation est constituée (LECLERCQ) comme indiqué sur la figure II-1 :

- d'un inducteur solénoïdal parcouru par un courant alternatif sinusoïdal de fréquence comprise entre quelques Hz et plusieurs kHz ;
- d'une charge à chauffer, conductrice de l'électricité à la fréquence de travail ;
- d'un creuset en cuivre refroidi et sectorisé de façon à ne pas écranter le champ magnétique. Des courants sont induits sur sa paroi extérieure en présence du courant alternatif sinusoïdal dans l'inducteur et ne peuvent se refermer que sur sa paroi interne à cause de la sectorisation. Ils peuvent à leur tour induire des courants dans une charge placée à l'intérieur du creuset.

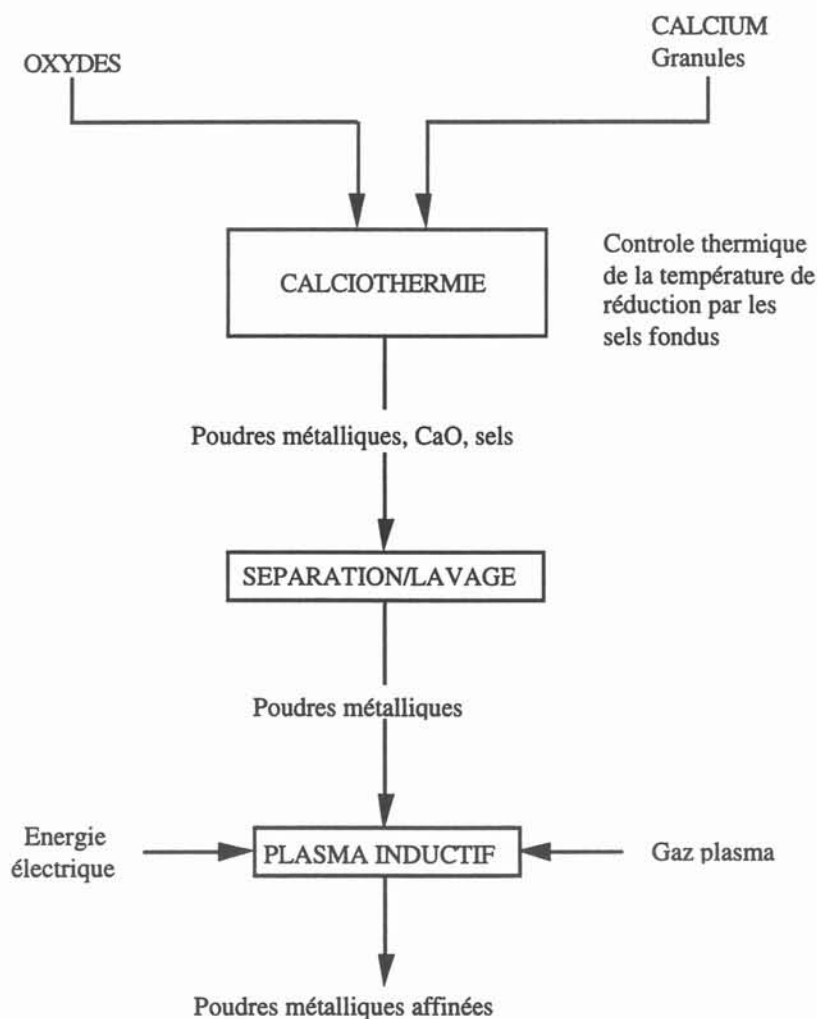


Fig I-1 : Schéma du procédé d'élaboration de poudres microniques  
( Société EXTRAMET ).

La source d'énergie est constituée (BOUSSANT-ROUX) comme le montre la figure II-2 :

- d'un générateur délivrant une puissance appropriée à l'utilisation :
- pour une fréquence étendue (générateur apériodique : moyennes et hautes fréquences supérieures à 10 kHz);
- pour un créneau de fréquences plus précis (onduleurs : basses et moyennes fréquences inférieures à 10 kHz).
- d'un coffret de capacités permettant une adaptation d'impédance afin de fonctionner dans des conditions de rendement électrique optimal.

Il convient de noter que l'ensemble coffret de capacités-inducteur-creuset sectorisé-charge constitue un circuit oscillant et est traité comme tel afin de déterminer les conditions électriques de fonctionnement.

Le creuset est placé en enceinte hermétique afin d'éviter les accidents dus aux projections et surtout de pouvoir travailler sous atmosphère contrôlée.

## II-2- PHENOMENES PHYSIQUES MIS EN JEU

### II-2-1- Epaisseur de peau électromagnétique

Soumise à un courant alternatif, la charge va être le siège de courants induits (courants de Foucault) qui vont s'opposer à la pénétration des lignes de champs (loi de Lenz). Ils ont une intensité d'autant plus forte que la fréquence du champ magnétique est élevée. Cet effet n'est possible que pour les matériaux conducteurs de l'électricité, ce qui permet la fusion du matériau.

Ainsi, l'évolution de la valeur du champ magnétique dans le matériau est décrit par l'équation (figure II-3) :

$$B(x) = B_0 e^{-(1+i)x/\delta}$$

où  $\delta$  -appelé **épaisseur de peau**- représente la profondeur de pénétration du champ dans la charge et vaut :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \mu_0 \sigma f}}$$

- $\mu_0$  : perméabilité magnétique du vide ( $=4\pi 10^{-7}$  H/m),
- $\sigma$  : conductivité électrique du matériau,
- $f$  : fréquence de travail.



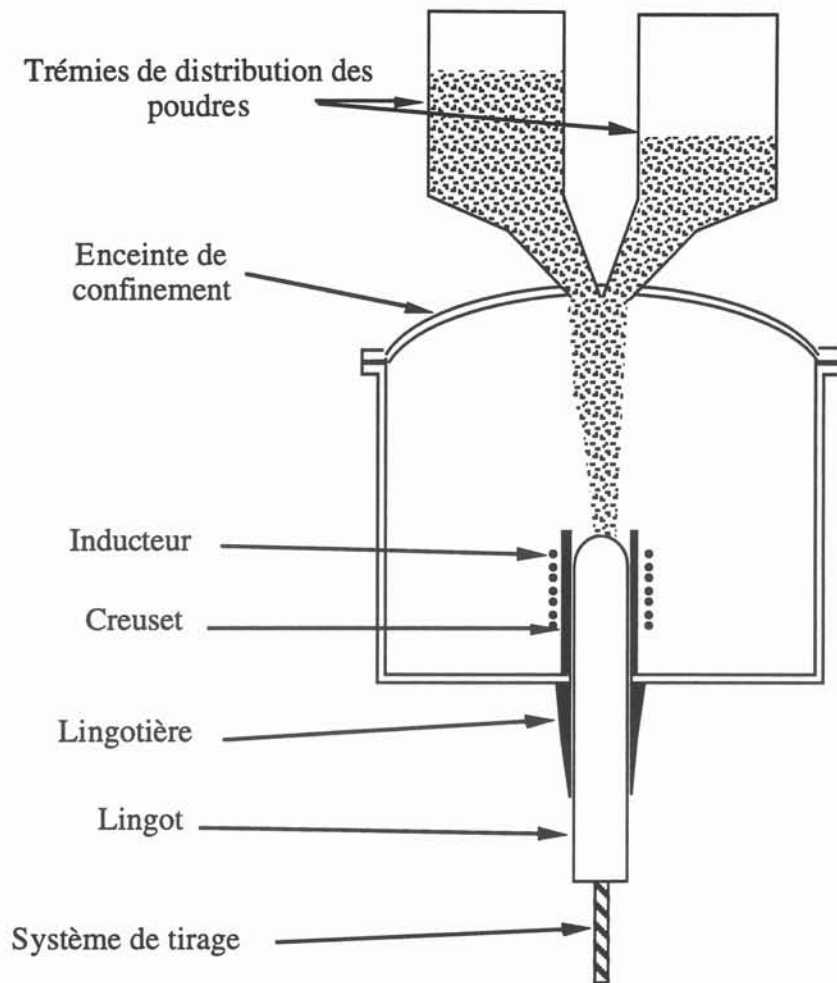


Figure II-1 : procédé continu de fusion en creuset froid droit.

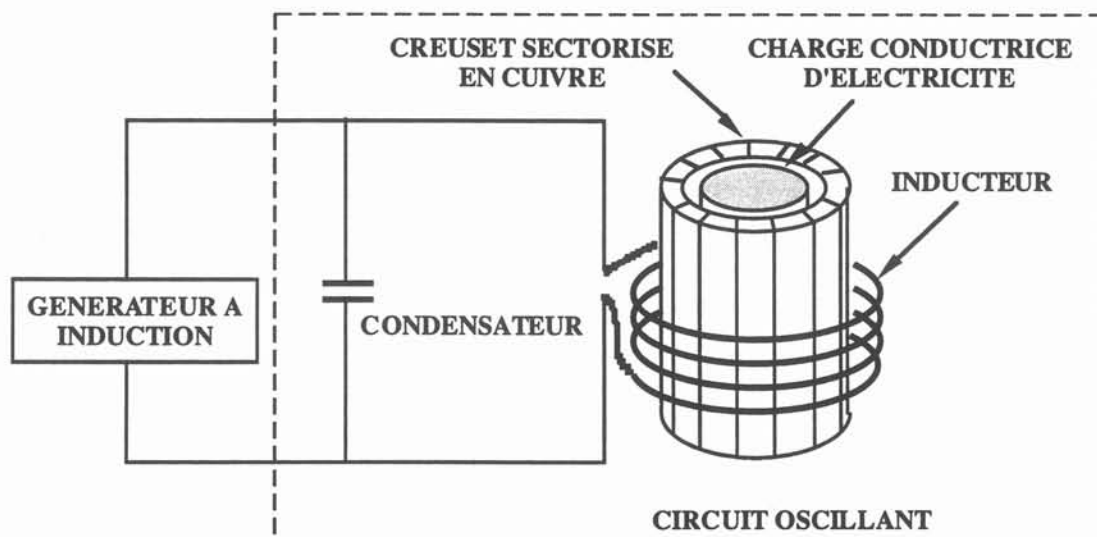


Figure II-2 : éléments constitutifs d'une installation de fusion en creuset froid.

Cette théorie, normalement applicable au cas de la charge semi-infinie limitée par un plan, reste vraie pour une charge cylindrique où l'hypothèse de la faible épaisseur de peau devant le rayon est vérifiée.

Le rapport entre l'épaisseur de peau et le rayon de la charge  $R$  est caractérisé par un nombre adimensionnel, appelé **paramètre d'écran** :

$$R\omega = 2\pi f \mu_0 \sigma R^2 = 2 \frac{R^2}{\delta^2}$$

### II-2-2- Forces électromagnétiques

La charge est également le siège d'une force électromagnétique donnée par :

$$\vec{F} = \vec{j} \wedge \vec{B}$$

Cette force est toujours dirigée vers l'intérieur du domaine électroconducteur, repoussant la charge de la surface interne du creuset. En effet, les courants induits  $\vec{j}$  s'opposent au courant inducteur  $\vec{I}$  (loi de Lenz). A chaque demi période, le courant inducteur change de sens, il en est de même pour le champ magnétique et les courants induits. De ce fait, la force électromagnétique ne change pas de sens, comme le montre la figure II-4 (RIVAT).

En utilisant la loi d'Ampère, la force électromagnétique se décompose en 2 termes:

$$\vec{F} = \frac{1}{\mu} (\vec{B} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{B} - \vec{\text{grad}} \left( \frac{B^2}{2\mu} \right)$$

$$\vec{F}_{\text{irrot}} = - \vec{\text{grad}} \left( \frac{B^2}{2\mu} \right) \quad : \text{terme } \textit{irrotationnel} \text{ (pression électromagnétique),}$$

$$\vec{F}_{\text{rot}} = \frac{1}{\mu} (\vec{B} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{B} \quad : \text{terme } \textit{rotationnel} \text{ à l'origine du brassage.}$$

L'importance relative des 2 forces est donnée par le rapport :

$$\frac{F_{\text{irrot}}}{F_{\text{rot}}} = \frac{R}{\delta} \sim R\omega^{1/2}$$

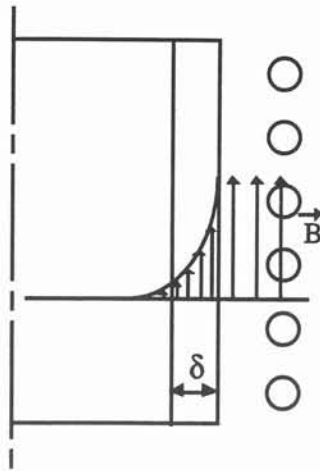


Figure II-3 : épaisseur de peau et profil du champ magnétique dans la charge.

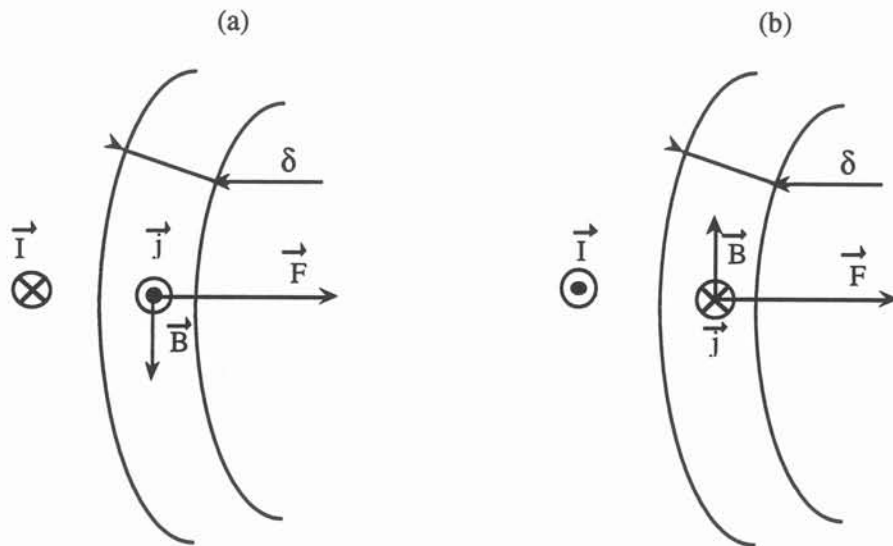


Figure II-4 : Configuration des grandeurs induites dans une charge conductrice de l'électricité (a) à  $t$ , (b) à  $t + \pi/\omega$ .

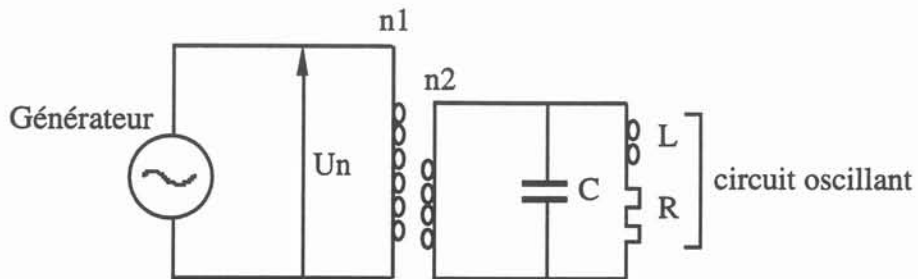


Figure II-5 : schéma de l'ensemble générateur + circuit oscillant.

Ainsi, une variation de fréquence modifie le rapport des effets de la force électromagnétique. Lorsque la fréquence augmente, l'aptitude de  $\vec{F}$  à mettre le fluide en mouvement diminue, les effets de pression prédominent.

### II-3- ADAPTATION D'IMPEDANCE

L'adaptation d'impédance est la détermination du rapport de transformateur amont idéal pour fonctionner dans les meilleures conditions électriques.

Nous avons le schéma de montage de la figure II-5. En nous plaçant à la résonnance, les différents paramètres électriques vérifient la relation :

$$LC\omega^2 = 1 \quad \text{soit}$$

$$C = \frac{1}{L\omega^2}$$

Le rapport d'adaptation du transformateur d'impédance amont est k :

$$k = \sqrt{\frac{Z_c}{Z_{co}}}$$

-  $Z_c$  est l'impédance caractéristique du générateur et vaut  $\frac{U_n^2}{P}$  :

$U_n$  : tension de sortie des cables du générateur,

$P$  : puissance du générateur (valeur maximale).

-  $Z_{co}$  est l'impédance du circuit oscillant et vaut  $\frac{L}{R.C}$

Les valeurs de l'inductance et de la résistance sont calculées par la méthode du *décrément logarithmique* (chapitre IV)

### II-4- CONCLUSION.

Le creuset froid est un outil d'élaboration continue non polluant très intéressant mais il

ne permet pas la purification à un degré élevé de la matière première qu'on lui injecte. Il offre cependant un bon contrôle métallurgique du matériaux mais la qualité de la composition chimique intervient de façon prépondérante en amont du procédé.

### III- LE PLASMA INDUCTIF

Découverts en 1885 par le physicien HITTORF, les plasmas d'induction ont connu une lente évolution et ils ne sont ~~utilisés~~ de façon industrielle qu'à partir de 1960 (TUAZ). Ils constituent actuellement un formidable outil de purification et d'élaboration de métaux réfractaires en plein essor.

#### III-1- DEFINITION

Un plasma est un gaz ionisé composé de molécules, d'atomes, d'ions, d'électrons et de photons. A l'échelle macroscopique, un plasma est électriquement neutre (ROGER).

Les différentes charges sont produites par un phénomène d'ionisation, en compétition avec le processus de recombinaison des espèces ionisées. Dans un premier temps deux types de plasma peuvent être distingués :

- les *plasmas en équilibre* ou plasma thermiques (plasmas "~~chauds~~"), caractérisés par un équilibre chimique et l'égalité de la température des électrons  $T_e$  et celle des espèces lourdes  $T_g$  ;
- les *plasmas hors équilibre* (plasmas "**froids**") où  $T_e \gg T_g \approx T_{\text{ambiante}}$ .

L'équilibre thermique nécessite de nombreuses collisions entre les particules présentes, donc une densité suffisante, ce qui se traduit par une pression suffisamment importante. La figure III-1 représente l'évolution de  $T_e$  et  $T_g$  en fonction de la pression :  $10^4$  Pa apparaît comme une valeur frontière séparant les domaines des plasmas haute pression des plasmas basse pression. A pression atmosphérique, le plasma est considéré à l'équilibre, ce qui permet le calcul d'équilibres chimiques complexes à cette pression.

Les plasmas thermiques, qui nous intéressent dans la fusion de matériaux réfractaires tel le titane, peuvent être générés de différentes façons :

- par application d'un arc électrique entre 2 électrodes (*plasma d'arc*),
- par application d'un courant alternatif sinusoïdal dans un inducteur solénoïdal (*plasma inductif*).

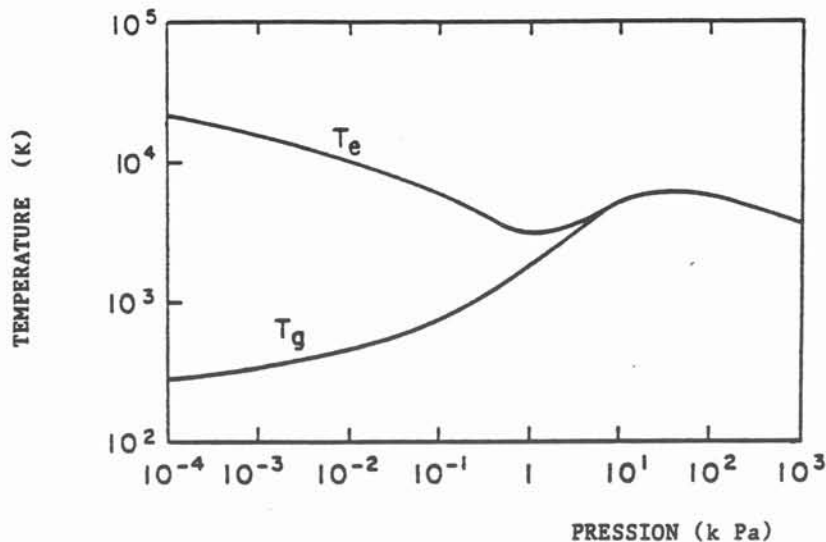


Figure III-1 : évolution de la température des espèces lourdes  $T_g$  et de celle des électrons  $T_e$  en fonction de la pression (BOULOS).

Il convient de distinguer les plasmas inductifs des plasmas d'arc par l'absence d'électrode, d'où la possibilité d'utiliser des gaz corrosifs et surtout d'élaborer des matériaux ultra-purs sans risque de pollution. Des systèmes hybrides ont parfois été utilisés.

### III-2- LA TECHNOLOGIE DES PLASMAS INDUCTIFS

Il existe différents applicateurs plasmas selon la puissance désirée (FAUCHAIS).

Pour les faibles puissances (1 à 15 kW), on peut utiliser un simple tube de quartz (matériau électriquement isolant, insensible aux chocs thermiques et transparent) ou bien encore deux tubes de quartz concentriques permettant la circulation d'un gaz de refroidissement (figure III-2).

Pour de fortes puissances, le refroidissement se fait par eau et on peut passer à une technologie dite "cage froide", s'inspirant directement du principe des creusets froids (figure III-3). Ce dernier modèle, composé d'une multiplicité de segments en cuivre refroidis transperçés à l'induction magnétique, représente la version la plus industrielle, associant fiabilité et performance. Il présente un rendement propre légèrement inférieur à celui des applicateurs quartz (75/80 % contre 85/90 %) mais sa fiabilité est totale et il est utilisable en toute sécurité, à un niveau de puissance atteignant ou dépassant même 500 kW (REBOUX).

Les phénomènes fondamentaux mis en jeu sont similaires à ceux du chauffage de métaux par induction (fig III-4). Cependant la charge, le plasma conducteur, a une conductivité électrique

nettement plus basse que celle de la majorité des métaux. Les conditions de fonctionnement optimal s'en trouvent radicalement modifiées (fréquence, puissance, etc ...).

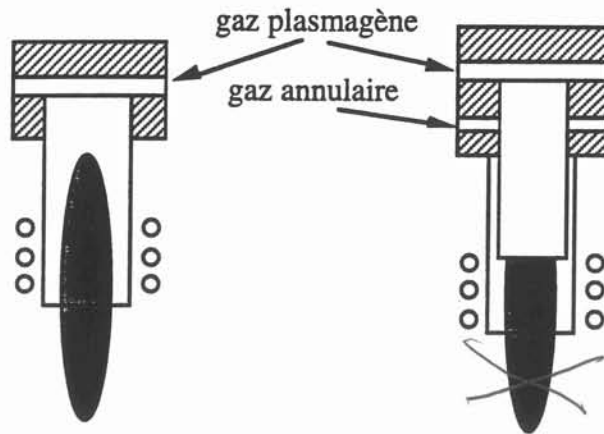


Figure III-2 : torche à plasma inductif en quartz  
(simple flux et double flux).

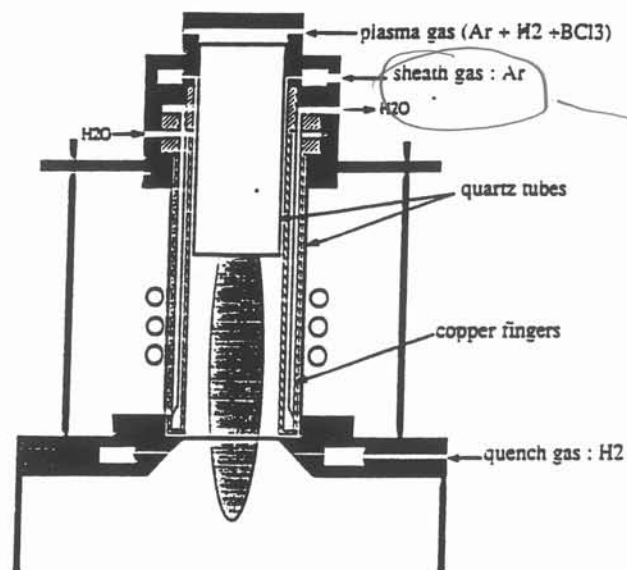


Figure III-3 : torche plasma de technologie "cage froide".

*Bombes 9*

Il n'existe pas actuellement de modélisation des plasmas inductifs en cage froide et un gros effort doit avoir lieu dans ce sens afin de mieux appréhender les phénomènes physiques mis en jeu et améliorer les techniques utilisées. Il apparaît en outre que les rendements des installations plasmas resteront faibles tant que les générateurs à tubes, de faibles efficacité, seront les seuls utilisables.

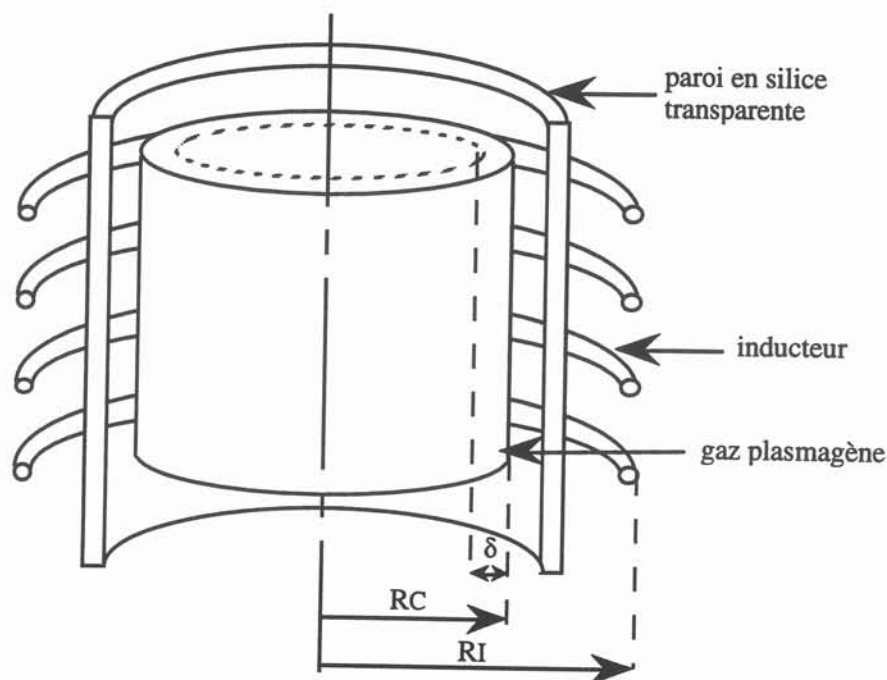


Fig III-4 : modèle de la torche à plasma.  $R_C$  : rayon de la charge,  $R_I$  : rayon de l'inducteur,  $\delta$  : épaisseur de peau.

### III-3- LA PHYSIQUE DES PLASMAS INDUCTIFS

#### III-3-1- Propriétés thermodynamiques

Les processus compétitifs d'ionisation et de recombinaison jouent un rôle majeur (DELALONDRE) :



où  $e$  est la charge élémentaire et  $e\phi_I$  l'énergie d'ionisation (eV).

On définit le taux d'ionisation  $\alpha_I$  :

$$\alpha_I = \frac{\text{nombre d'ions}}{\text{nombre de particules neutres}} = \frac{nI}{N}$$



Ce taux d'ionisation peut être calculé à partir de la loi d'action de masse :

$$K_p = \frac{P_i \cdot P_e}{P_o} = \frac{\alpha_i^2}{1 - \alpha_i^2} P$$

$P_i$  est la pression partielle des ions,  
 $P_e$ , la pression partielle des électrons,  
 $P_o$ , la pression partielle des neutres,  
 $P$ , la pression totale.

et l'équation de **Saha**, qui permet le calcul de  $\alpha_i$ , est exprimée sous sa forme logarithmique :

$$\log \frac{\alpha_i^2}{1 - \alpha_i^2} P = -6,483 + \log \frac{g_e \cdot g_i}{g_o} + \frac{3}{2} \log T - \frac{5037 \cdot \phi_i}{T}$$

Dans le cas des gaz diatomiques ( $N_2$ ,  $H_2$ ), le phénomène d'ionisation est précédé du phénomène de dissociation (figure III-5).

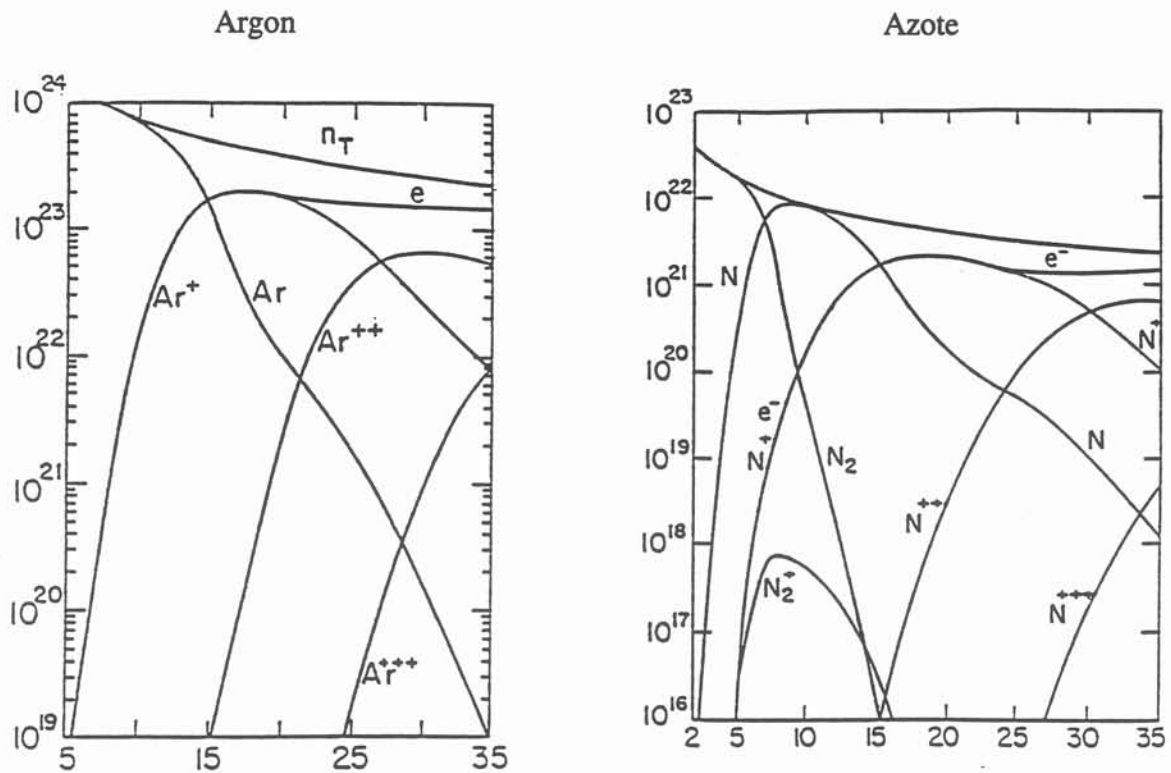


Figure III-5 : composition d'un plasma à pression atmosphérique en fonction de la température (DRELLISHA).

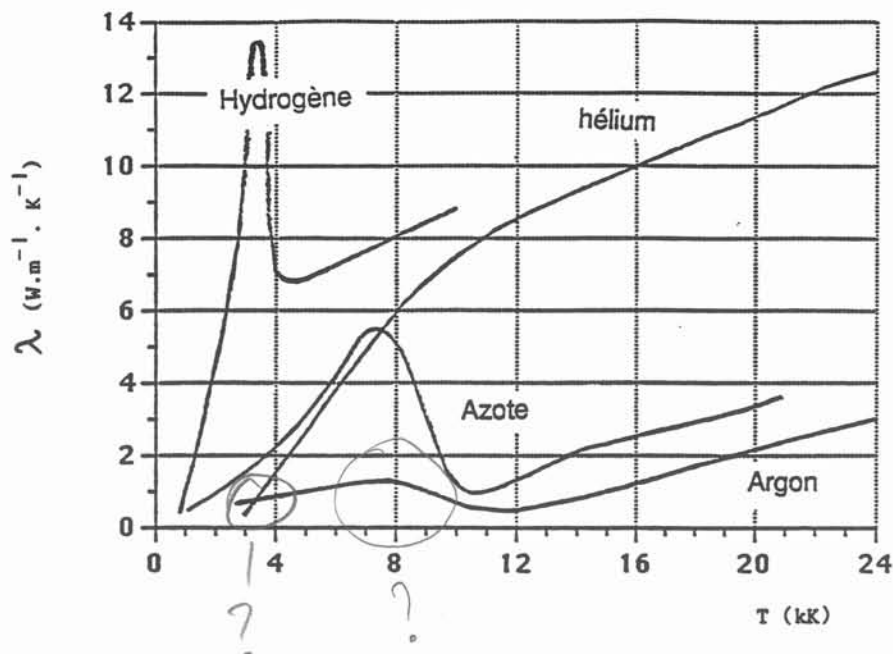


Figure III-6 : conductivité thermique de différents gaz en fonction de la température ( $P = 1 \text{ atm}$ ) d'après FAUCHAIS.

### III-3-2- Propriétés de transport des gaz plasmagènes

Elles sont au nombre de trois et leur connaissance est essentielle au fonctionnement optimal du plasma.

La *conductivité thermique* (figure III-6) contrôle l'efficacité du transfert thermique entre le plasma et le matériau. En pratique, on utilise souvent le mélange de gaz (en particulier argon-hydrogène) qui permet l'amélioration de la conductivité comme le montre la figure III-7.

La *conductivité électrique* (figure III-8) présente peu de variations entre Ar, N2 et H2, en raison de la proximité de leur énergie d'ionisation (respectivement 15,7 - 14,5 et 13,5 eV). Seul l'hélium se détache de ce groupe (24,6 eV).

Enfin, la *viscosité* (figure III-9) influe sur la vitesse et la nature de l'écoulement. A 10000 K, les valeurs sont proches de l'état liquide ce qui amène des difficultés pour faire pénétrer des matériaux en poudre dans un plasma.

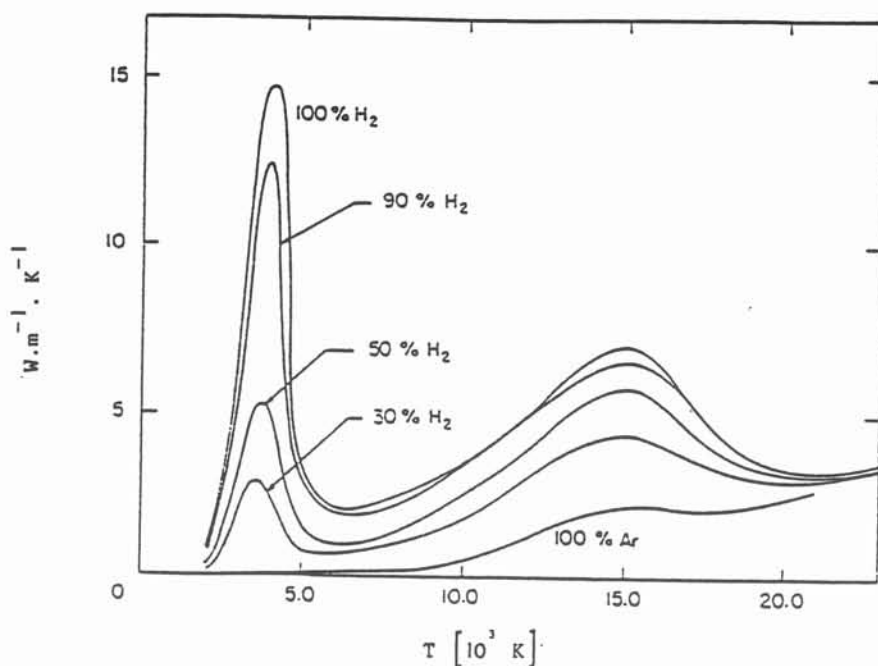


Figure III-7 : conductivité thermique d'un plasma argon-hydrogène en fonction de la température(GORCE).

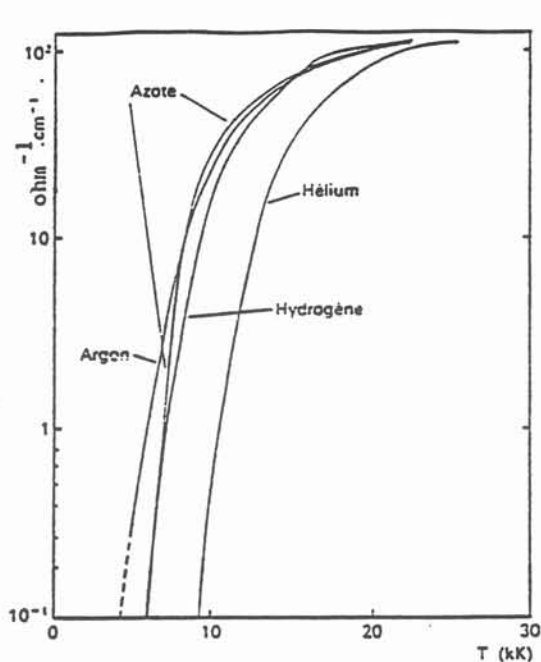


Figure III-8 : conductivité électrique des plasmas H<sub>2</sub>, He, N<sub>2</sub>, et Ar en fonction de T.

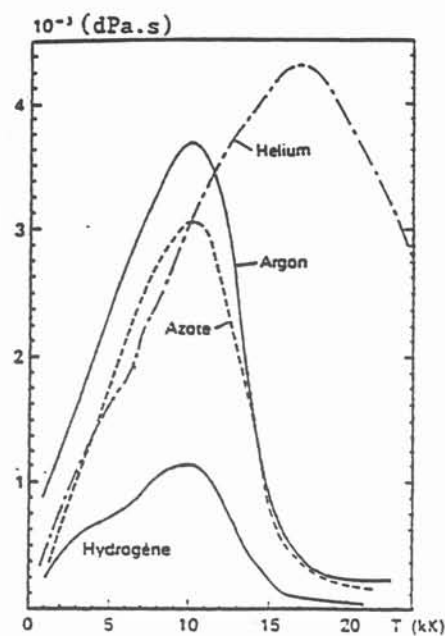


Figure III-9 : viscosité de différents plasmas en fonction de T .

d'après FAUCHAIS.

### II-3-3- Température et vitesse des gaz

L'étude des profils de température dans un plasma inductif permet de constater l'existence d'un fort gradient de température (1000K/cm) et de distinguer 2 régions (figure III-10) :

- la zone plasmagène ( $8000\text{ K} < T < 10000\text{ K}$ ),
- le panache ( $500 < T < 8000\text{ K}$ ).

La vitesse des gaz varie d'un facteur 5 selon que l'on se place sur l'axe du tube ou au voisinage de la paroi (figure III-10).

### III-4- PURIFICATION

Lors de la fusion des poudres de titane, le matériau est purifié essentiellement par évaporation des impuretés sous forme atomique ou moléculaire. Il est introduit sous des aspects très divers : poudres de titane, poudres compactées en pastilles, éponge de titane, déchet d'usinage, ... Les composés essentiellement concernés par l'affinage sont le chlore, le sodium, le fer, l'oxygène et le carbone . Le tableau IV-1 montre l'efficacité indiscutable du procédé.

Elément	Matière lère	Produit affiné
Chlore	1122	-
Sodium	652	-
Fer	229	124
Oxygène	5000	1910
Carbone	1500	110

Tableau IV-1 : composition en impuretés (ppm)  
d'après un rapport interne EXTRAMET.

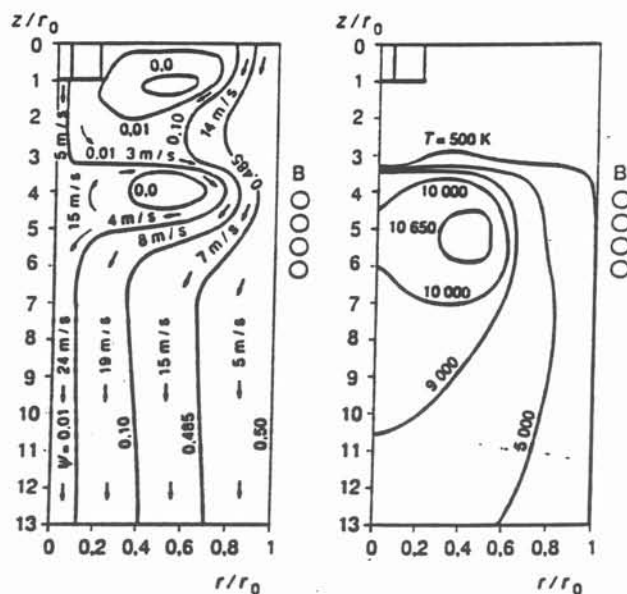
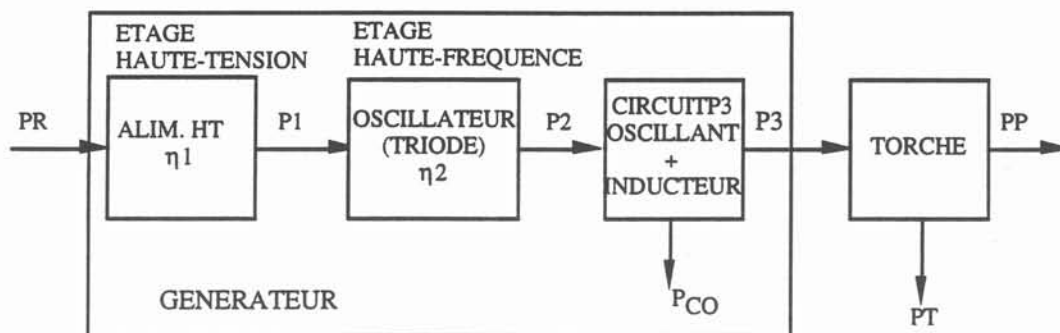


Fig III-10 : Modélisation des températures et vitesses d'écoulement des gaz d'après BOULOS  
(Torche Haute Fréquence de 3 MHz, plasma d'argon,  
 $P = 3,8 \text{ kW}$ , diamètre interne du tube : 28 mm).



PR = puissance totale fournie par le réseau  
P1 = puissance de sortie de l'alimentation HT  
P2 = puissance de sortie de l'oscillateur HF  
P3 = puissance appliquée à la torche  
PP = puissance utile transmise au plasma  
 $P_{CO}$  = pertes du circuit oscillant  
PT = pertes de la torche

Figure III-11 : répartition des puissances dans un dispositif plasma.

Cependant, la variété des impuretés présentes à la surface d'une particule de titane conduit à adjoindre un fondant capable de réaliser lors de la fusion, un laitier aux propriétés extractrices. Les principaux effets obtenus sont les suivants :

- amélioration de la fusion par action physico-chimique sur la couche d'oxyde présente à la surface des grains de poudre (élimination du phénomène de frittage),
- amélioration des transferts de chaleur entre le plasma et le matériau,
- obtention d'une pureté plus élevée (propriétés extractrices),
- formation de composés volatils avec les éléments difficiles à éliminer.

Une étude menée à l'Université Pierre et Marie Curie (ROGER) montre que les fondants fluorés sont les plus adaptés à la fusion de poudres de titane. De par la grande stabilité chimique et thermique des composés du calcium, le choix s'est finalement porté sur le fondant  $\text{CaF}_2$ .

### III-5- DOMAINES D'APPLICATION DES PLASMAS

Le plasma inductif est actuellement utilisé dans des domaines où l'extrême pureté est le critère de base. Ce type d'application est caractérisé par des installations de faible puissance ( $P < 100 \text{ kW}$ ) et de fréquences élevées ( $f > 1 \text{ MHz}$ ), pour des diamètres de quelques centimètres.

Ainsi, pour un diamètre de torche de quelques centimètres et une puissance de 60 kW, la fréquence de travail optimale pour la purification de poudre de titane est 3 MHz (caractéristiques du pilote industriel présent à MADYLAM). Les convertisseurs de fréquence utilisent alors la technologie triode, présentant un rendement de 70% (à comparer aux 90% des générateurs à thyristors ou transistors).

Ainsi, le rendement énergétique global d'une installation plasma inductif est relativement faible (figure III-11) :


$$\eta = 45\%$$

Il s'en suit que les applications du plasma inductif (petite production à forte valeur ajoutée) ne peuvent être que complémentaires des applications du plasma d'arc ( $\eta = 75\text{-}80\%$ ).

Les applications actuelles ou en cours de développement sont :

- synthèse de bore solide ultra-pur,
- purification de silicium métallurgique pour application photovoltaïque,
- synthèse de silice ultra-pure à partir de  $\text{SiCl}_4$  pour élaboration de fibre optique,
- sphéroïdisation de poudres réfractaires.

Les objectifs des travaux en cours sur les plasmas inductifs sont :

- obtenir des puissances supérieures à 500 kW
  - utilisation d'une source électrique à transistors (amélioration significative du rendement),
  - plasmas volumineux (plusieurs dizaines de centimètres de diamètre),
  - plasma moins enthalpique ( $T = 4$  à 5000 K) pour certaines applications.
- 

Il ressort de cette étude que le plasma est un excellent outil de purification qu'il convient cependant d'améliorer dans une optique d'élaboration en continu. Dans ce cadre, il est tout naturel de penser à la technologie creuset froid, parfaitement adaptée à la mise en forme de matériaux réfractaires de haute pureté.

## BIBLIOGRAPHIE

Y. BOUSSANT-ROUX, *Les procédés de refusion en creuset froid : analyse des paramètres clés*, Thèse INPG, Grenoble, 5 mars 1990.

D. DELAGE, *Aspects électriques et thermiques de la fusion par induction en creuset froid*, Thèse INPG, Grenoble, 25 mai 1982.

C. DELALONDRE, *Modélisation aérothermodynamique d'arcs électriques à forte intensité avec prise en compte du déséquilibre thermodynamique local et du transfert thermique à la cathode*, Thèse Université de Rouen, Rouen, 13 février 1990.

K. DRELLISHA, Ph. D Thesis, Northwestern University, Evanston IL, 1963.

EXTRAMET, *Projet de développement d'une activité de production de métaux réfractaires massifs et en poudres*, rapport interne, juillet 1991.

P. FAUCHAIS, *Plasmas thermiques : production et application*, Technique de l'Ingénieur.

C. GORCE, Thèse 3<sup>ème</sup> cycle, Université de Limoges, 1975.

I. LECLERCQ, *Conception d'une installation pilote en creuset froid*, Doctorat en Energétique Physique, Grenoble, 9 janvier 1989.

C. PERRAIS, C. BARBALAT, Y. HERY, MORVAN, J. AMOUROUX, *Synthèse de poudres céramiques non oxydes par plasma inductif haute fréquence*, rapport CFE, Congrès européen "L'induction et ses applications industrielles", 20-22 mars 1991.

E. PFENDER, M.I. BOULOS, P. FAUCHAIS, *Methods and principles of plasma generation* dans Plasma Technology in Metallurgical Processing, AIME, Iron and Steel Soc., 1987.

E. PFENDER, M.I. BOULOS, P. FAUCHAIS, *Plasma Technology in Metallurgical Processing*, Iron and Steel Society, Inc. ed, Warrendale, PA, 1987, chapter 4.

J. REBOUX, *Les plasmas inductifs : Un outil exceptionnel pour une métallurgie de qualité*, rapport CFEI.



RISTIC, SELF, CRAWFORD, *Temperature profiles and energy balances for an inductively coupled plasma*, J. Applied Phys., 40 (13), pp 5260-5273, 1969.

P. RIVAT, *Apports de l'électromagnétisme dans les procédés d'élaboration des matériaux : quelques applications nouvelles*, Thèse INPG, Grenoble, 3 octobre 1990.

T. ROGER, *Mise en oeuvre d'un procédé de fusion et de purification de poudres de titane par plasma inductif haute fréquence*, Thèse Université Pierre et Marie Curie, Paris, 16 juin 1988.

F. TUAZ, R. DE FRAMOND, B. PAYA, J. REBOUX, *Vers une nouvelle génération de plasma d'induction*, rapport CFE, Congrès européen "L'induction et ses applications industrielles", 20-22 mars 1991.

**CHAPITRE II**

**MODELISATION D'UNE TORCHE**

**A PLASMA INDUCTIF**

**PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS**



L'objectif de ce travail est de jeter les premières bases de la modélisation d'une torche à plasma inductif en cage froide, dont la réalisation pourrait constituer un sujet de recherche à part entière, étant donné la complexité des phénomènes mis en jeu : prise en compte de la compressibilité des gaz, phénomènes liés à la fusion des particules traitées (interactions avec le plasma, vaporisation, etc), fortes variations des propriétés physiques des gaz dans la gamme de températures considérées (300 - 10 000 K), etc.

Ainsi, nous avons réalisé la modélisation d'une torche plasma avec paroi en quartz (donc invisible pour le phénomène électromagnétique) en utilisant un logiciel basé sur la méthode des éléments finis : FLUX - EXPERT.

Une importante recherche bibliographique a dû être menée dans un premier temps pour s'informer des travaux antérieurs et, surtout, obtenir une formulation mathématique de l'évolution des propriétés physiques de l'argon avec la température.

Au cours d'une première approche, en utilisant une géométrie simplifiée de la torche, une première carte de températures a été obtenue : elle a permis de mettre en évidence certains problèmes numériques liés à la vitesse importante des gaz (considérée constante et unidirectionnelle dans cette ébauche).

Une équation régissant l'écoulement plasmagène pour une géométrie réaliste et basée sur notre propre installation a été introduite. Ses résultats, satisfaisants, sont à rapprocher de ceux de la littérature.

## **I - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE**

### **I-1 - LES PREMIERS TRAVAUX**

Au début des années 60, DRELLISHAK et Col calculèrent la composition chimique à l'équilibre ainsi que les propriétés thermodynamiques des plasmas d'argon à différentes pressions et jusqu'à 35 000 K. Il considérait l'existence d'un équilibre, la neutralité du plasma, et estimait que celui-ci se comportait comme un gaz parfait. Les résultats obtenus (figure I-1) constituent encore la référence et sont à la base du calcul des différentes propriétés physiques de l'argon ionisé.

Une des premières modélisations d'une torche à plasma inductif par MILLER et AYEN considérait un simple tube de quartz, un solénoïde à quatre spires, et s'appuyait sur la méthode des différences finies. Les cartes de températures obtenues (figure I-2) constituent une première approche du comportement d'un plasma inductif : la zone la plus chaude n'est

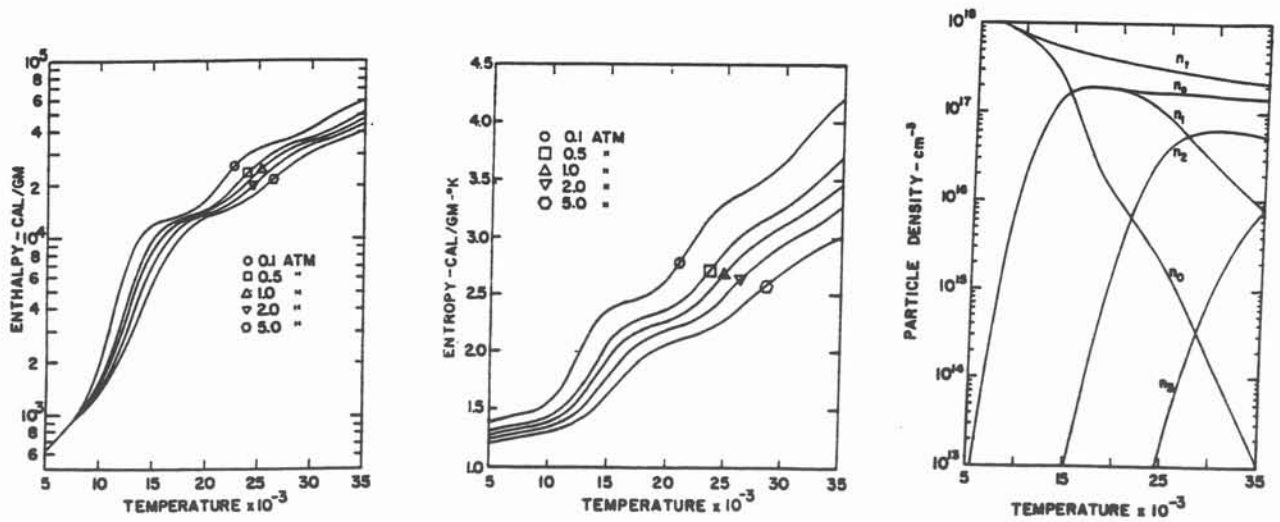


Figure I-1 : variation de l'enthalpie, de l'entropie et de la composition d'un plasma d'argon avec la température (d'après DRELLISHAK).

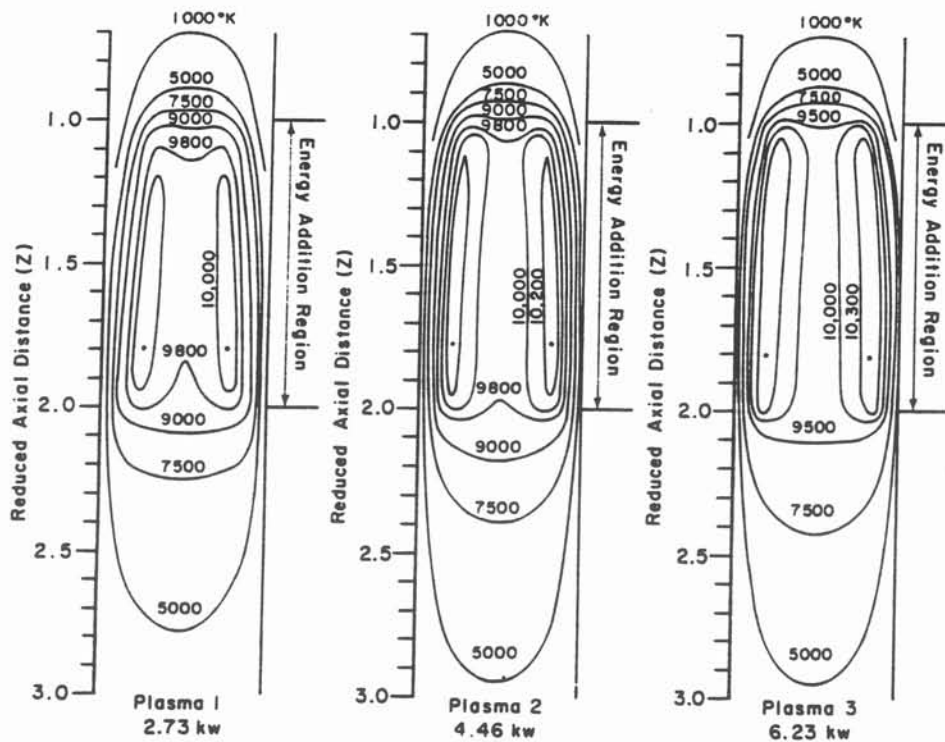


Figure I-2 : distribution de température obtenu par MILLER et AYEN.  
Evolution avec la puissance.

pas au centre mais forme un tore centré sur l'axe de la torche. Ce type d'information est capital dans le cadre du traitement de purification de poudre comme nous le verrons plus loin. Pour les écoulements gazeux, CHASE montre l'existence de courants de circulation, confirmés par des observations expérimentales (suivi de particules injectées dans le plasma) et résultant, selon l'auteur, des forces électromagnétiques. Les mesures de vitesses en sortie de torche mettent en évidence une évolution marquée avec la puissance injectée (figure I-3), à relier avec l'existence de forces électromagnétiques agissant sur le gaz ionisé.

Enfin, au début des années 70, la totalité des propriétés physiques de l'argon sont connues grâce aux travaux de VARGAFTIG et DEVOTO, sous forme tabulée ou à l'aide de formulations mathématiques : elles permettent une modélisation réaliste et complète d'un plasma inductif thermique.

Les nombreux travaux qui suivirent étudiaient les comportements du plasma dans différentes conditions de fonctionnement ainsi que la fusion de différents matériaux sous forme de poudres, et présentait une approche beaucoup plus appliquée du procédé.

## I-2 - INTRODUCTION DE PARTICULES

BONET étudia les transferts de chaleur et de matière lors de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique. Il utilisait les équations générales de la thermodynamique des processus irréversibles dans un système binaire (plasma-vapeur du réfractaire) pour des faibles fractions massiques en vapeur du fluide. Il étudie en outre l'hypothèse d'un plasma gris optiquement épais en définissant une conductivité thermique équivalente :

$$K_e(T) = K(T) + \frac{16}{3} \alpha \frac{\pi^3}{\alpha_r(T)} \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{\varepsilon(T)}{2} \exp\left(-\frac{3}{2} \alpha_o r\right) \right] \right\}$$

$\alpha_r$  : coefficient moyen d'absorption de Rosseland

$\alpha_o$  : coefficient d'absorption des bandes d'absorption du plasma

$\varepsilon(T_s)$  : émissivité de la particule

$r$  : distance au centre de la particule

Il obtient ainsi, la durée de vie d'une particule.

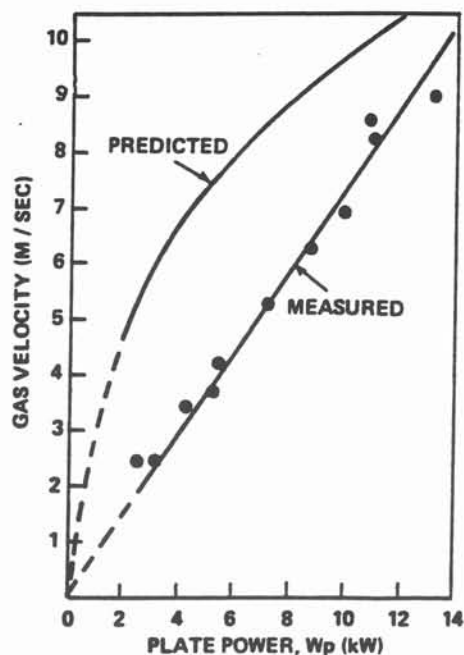


Figure I-3 : vitesse des gaz mesurée et calculée sur l'axe en sortie de torche pour différente puissance. Diamètre de troche : 28 m ;  
debit d'argon : 16 l/mn. (d'après CHASE )

Parallèlement BOULOS présentait une modélisation mathématique 2D des champs de température et de flux pour un plasma en équilibre thermodynamique local (LTE), optiquement mince et considérant un champ électromagnétique monodimensionnel. L'écoulement des gaz est laminaire. Avec les mêmes hypothèses, il montrait l'influence d'un gaz d'injection sur la trajectoire et l'évolution thermique de particules d'alumine en fonction de leur taille. Il déterminait ainsi l'importance des critères de vitesse d'introduction des particules en fonction de leur taille pour que celles-ci soient totalement fondues. La position d'introduction semblait avoir également un rôle marqué (fig. I-4). Reprenant ces travaux, il étudia ensuite l'interaction des particules avec le plasma et démontra qu'elle devait être prise en compte dans tout modèle comme ceux de MAXEY ou BOURDIN-FAUCHAIS en ce qui concerne notamment les transferts de chaleur.

L'étude de l'influence de la phase vapeur du matériau fondu présente un intérêt dans le cadre de l'utilisation du plasma en tant que méthode spectroscopique (plasma froid).

L'essor de la métallurgie des poudres fournit également une nouvelle application au plasma inductif, donc de nouveaux thèmes pour les modélisateurs. Le comportement des poudres dans le réacteur prenait là une grande importance car l'effet de trempe, qui contrôle les propriétés métallurgiques des matériaux obtenus en sortie, est un des critères à prendre en considération.

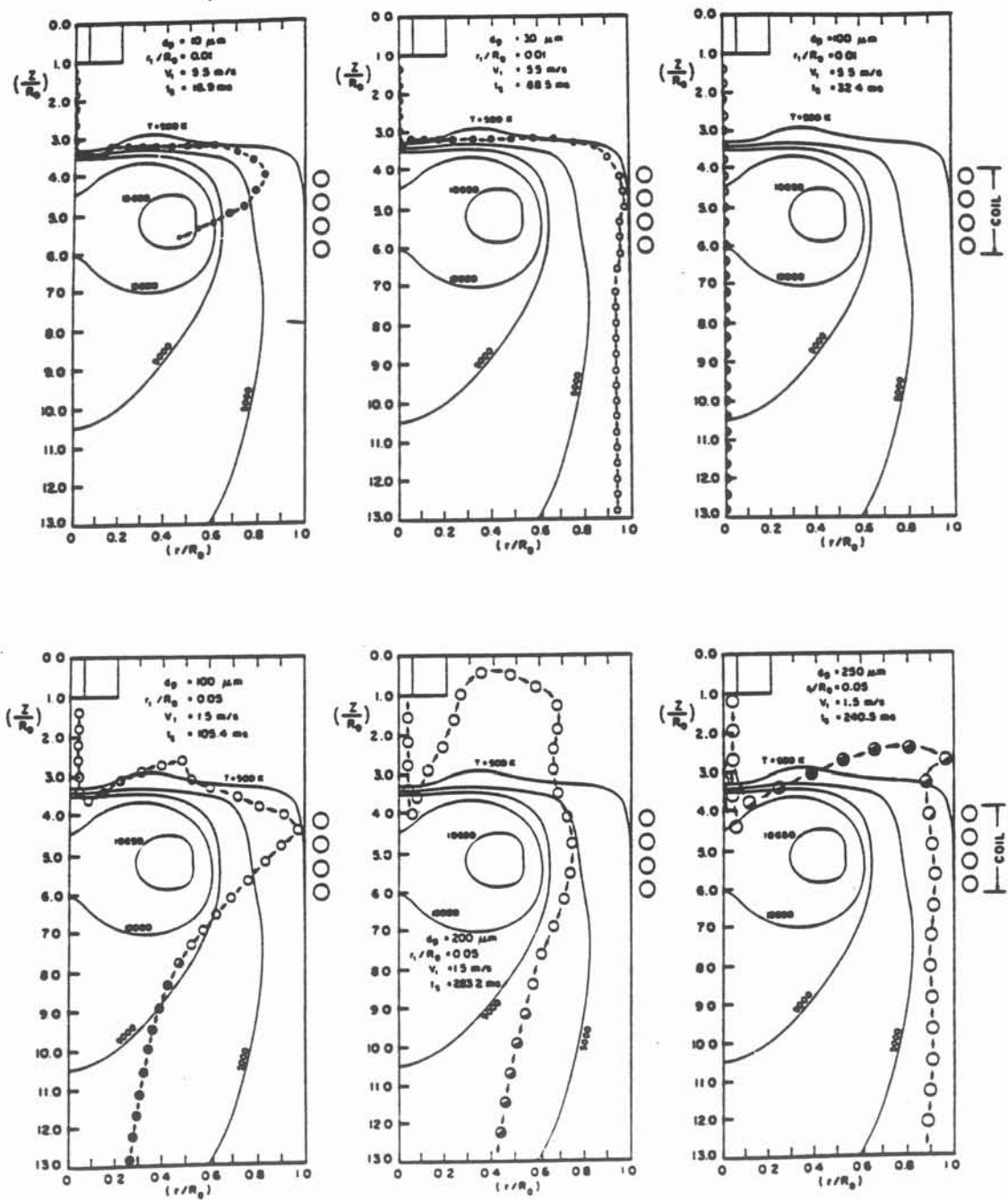


Figure I-4 : trajectoires de particules d'alumine injectée dans un plasma inductif.  
 $f = 3 \text{ MHz}$ ,  $P_t = 3.77 \text{ kW}$ ,  $Q_1 = 0.4$ ,  $Q_2 = 2.0$ ,  $Q_3 = 16.0 \text{ l/mn}$  (débits des gaz injecteurs, plasmagène et annulaire), d'après BOULOS.



### I-3 - LES NOUVELLES VOIES

Les travaux réalisés au cours des cinq dernières années représentent dans leur grande majorité une amélioration des modélisations antérieures en évitant les hypothèses simplificatrices utilisées jusqu'à présent. MOSTAGHIMI considère un champ électromagnétique bidimensionnel par l'approche du potentiel vecteur : ce modèle constitue un outil pour prédire les effets de la géométrie de l'inducteur sur le flux gazeux et la carte des températures dans la torche. Il établit une comparaison avec la modélisation 1D antérieure (fig. I.5).

ZHAO étudie la réaction de nitruration du silane sous plasma inductif dans les conditions d'équilibre chimique ou bien au contraire en considérant les cinétiques de différentes étapes de la réaction globale. Il met en évidence les différences marquantes obtenues pour les caractéristiques du plasma : températures, vitesses, concentration (Fig. I.6).

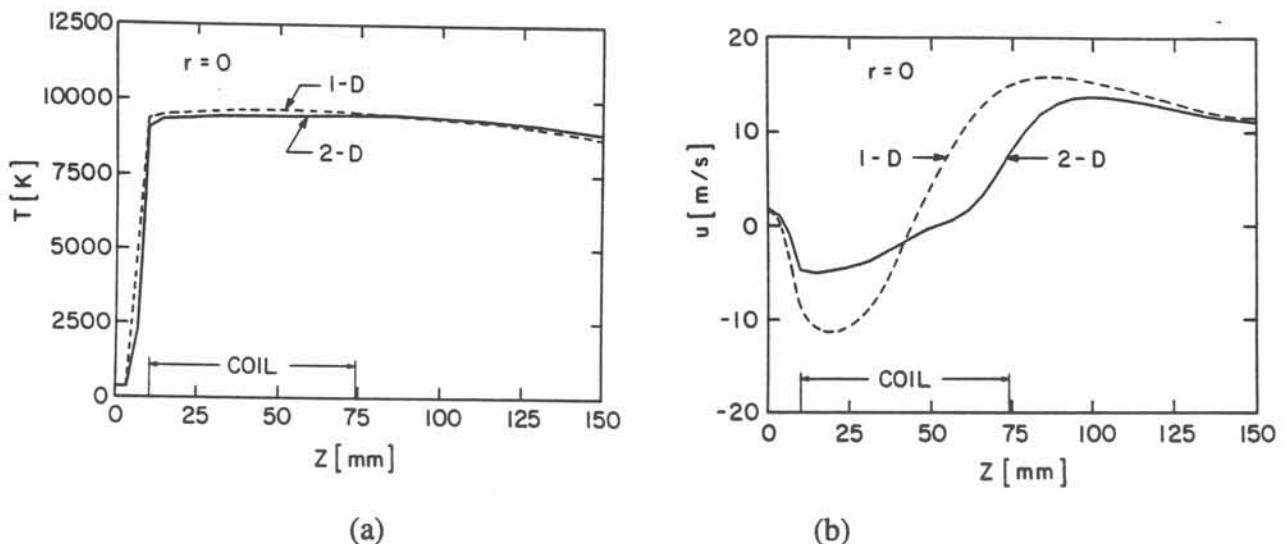


Figure I-5 : comparaison des modèles électromagnétiques 1-D et 2-D  
a) températures et b) vitesse axiales (d'après MOSTAGHIMI).

EL-HAGE étudie un modèle de flux turbulent et détermine la viscosité associée à l'aide du modèle  $k-\epsilon$ . Il apparaît que le gaz central d'injection ne peut pénétrer la zone chaude laminaire de par son caractère turbulent. L'intérêt de la présence d'une canne d'injection - déjà utilisée par WEI - est alors montré (Fig. I.7) parallèlement à la présence de gaz tournants ("Swirl gas").

Enfin, MOSTAGHIMI remet en cause l'hypothèse LTE, principalement dans le cas des plasmas froids à très haute fréquence (Fig. I.8).

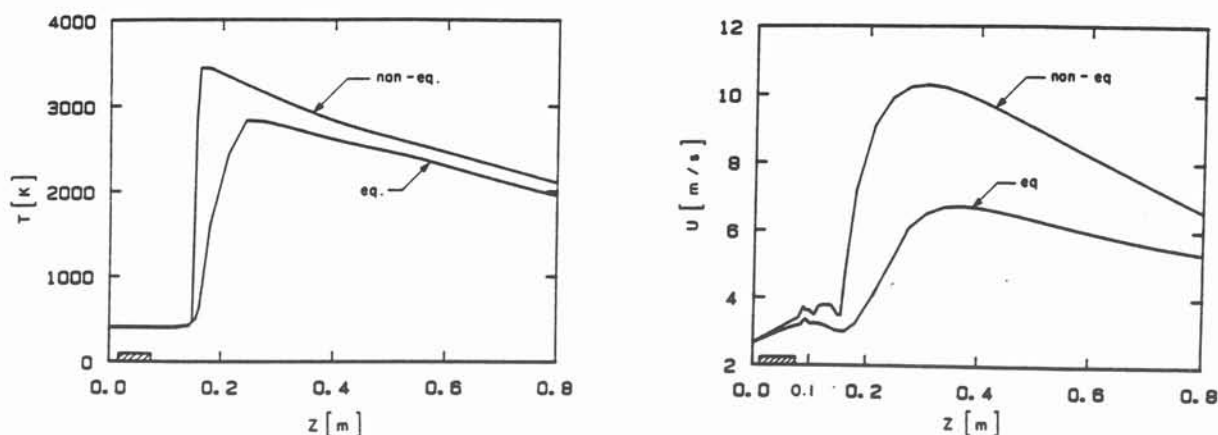


Figure I-6 : température et vitesse axiales d'un plasma inductif dans les hypothèses d'équilibre ou non équilibre chimique (d'après ZHAO).

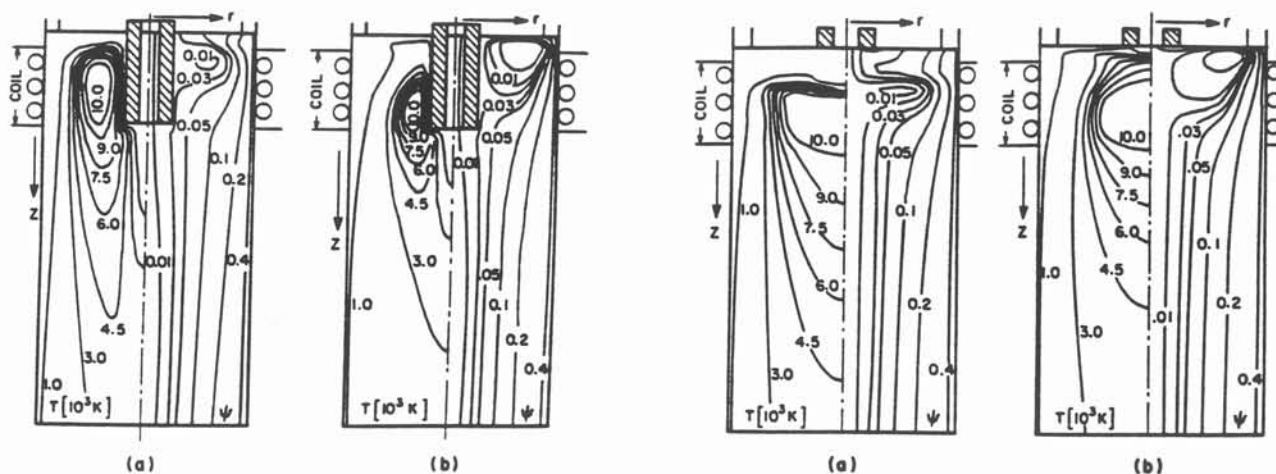


Figure I-7 : comportement du plasma en présence d'un injecteur.  
Gaz tourbillonnaire: a)  $v_\theta = 0$ ,  $v_\theta = 30$  m/s (d'après EL-HAGE).

#### I-4 - LES NOUVEAUX DEVELOPPEMENTS

EL-KADDAH étudie l'influence de la géométrie de l'inducteur sur le fonctionnement du réacteur pour modéliser la décomposition de  $\text{SiCl}_4$  en Si et limiter son dépôt sur les parois de la torche.

UESUGIE et Col. modélisent quant à eux une double torche à plasma inductif (figure I.9), et optimisent expérimentalement la stabilité du procédé en fonction du débit des gaz.

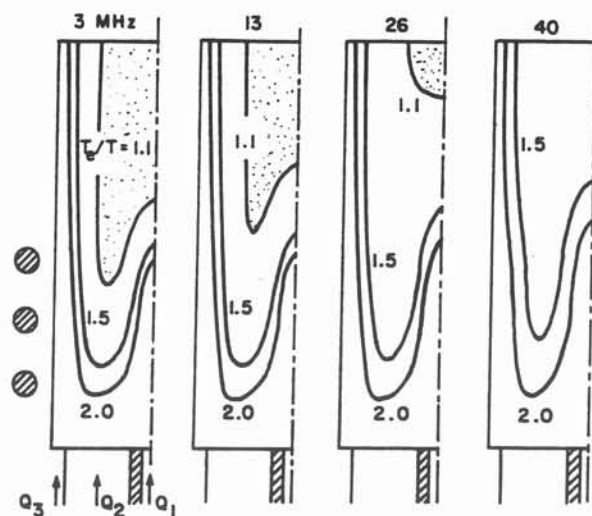


Figure I-8 : validité de l'hypothèse LTE. Les isovaleurs  $T_e/T$  représentent le rapport de la température électronique à celle des lourds (d'après MOSTAGHIMI).

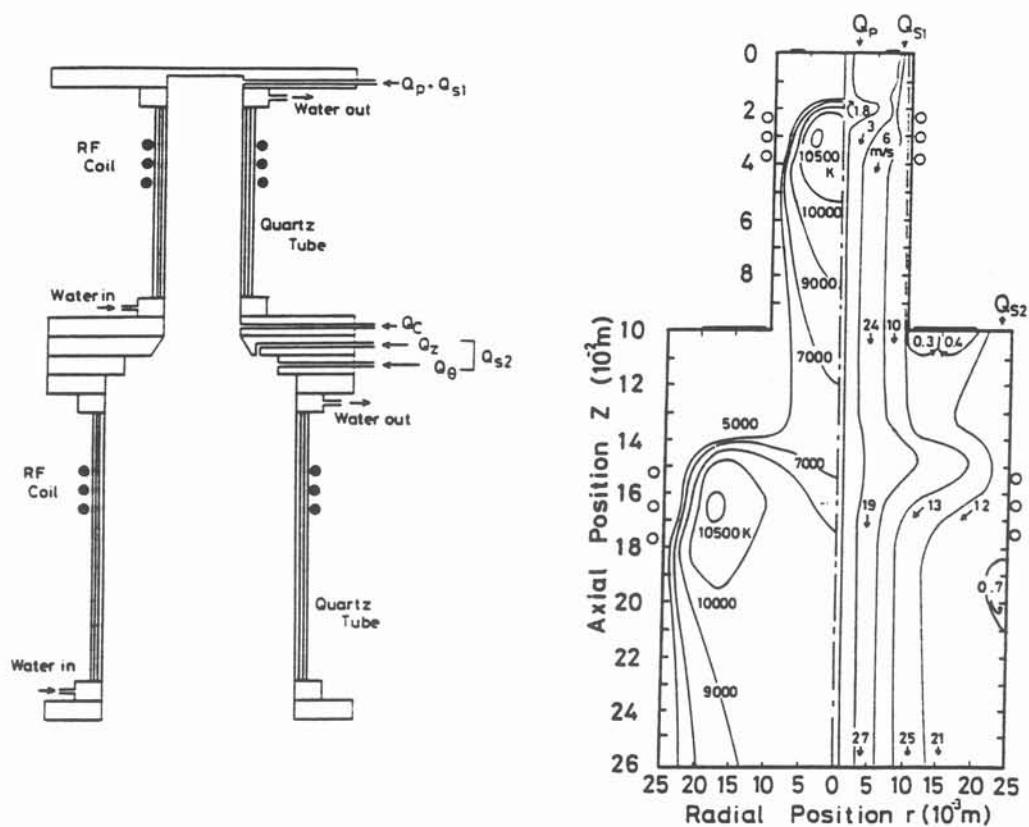


Figure I-9 : mise en oeuvre d'une double torche à plasma inductif (d'après UESUGIE).

## **I-5 - CONCLUSION**

Comme il apparaît au cours de cette étude, la totalité des travaux concernent des torches avec paroi en quartz. Il semble que les auteurs soient souvent limités par l'aspect électromagnétique du procédé, dont la modélisation bidimensionnelle n'est développée que depuis la fin des années 80.

Les résultats, tant du point de vue de la thermique que de l'écoulement des gaz ont peu évolué depuis 15 ans, mais on note une certaine évolution depuis peu vers la prise en compte des phénomènes à la fois turbulent et laminaire présents dans la torche. Leur étude détaillée débouche directement sur les problèmes d'introduction de poudres dans le coeur du plasma : en effet, l'utilisation d'un gaz froid à caractère turbulent comme vecteur de poudre ne semble pas efficace. Différentes solutions sont donc proposées par les auteurs :

- rendre le coeur du plasma turbulent,
- utiliser une canne d'injection refroidie,
- introduire les poudres avec une vitesse importante,
- préchauffer les gaz par un dispositif plasma amont.

Cependant, ces solutions sont toutes coûteuses en énergie et doivent être testées expérimentalement, en particulier dans le cadre d'une future application industrielle dont le rendement est un critère de mise en oeuvre ou d'abandon.

## **II - MODELISATION D'UNE TORCHE A PLASMA INDUCTIF**

Nous nous intéressons ici à la description du logiciel FLUX-EXPERT, logiciel mis au point au laboratoire MADYLAM et basé sur la méthode des éléments finis, utilisé au cours de cette étude, ainsi qu'à la définition des équations magnétique, thermique et mécanique et leur formulation en éléments finis (projection de Galerkin).

### **II.1 - PRESENTATION DU LOGICIEL FLUX-EXPERT**

FLUX-EXPERT permet la modélisation de certains phénomènes physiques par la méthode des éléments finis en décrivant interactivement l'équation et les propriétés associées.

Ses domaines d'application sont, ceci en 2D ou même 3D pour certains problèmes :

- la thermique,
- la mécanique (solide ou fluide),
- l'électromagnétisme,
- le couplage de ces phénomènes.

Ce code se décompose en deux parties principales (fig. II-1) :

- la partie **GENERATEUR** ;
- la partie **UTILISATEUR**.

La **partie générateur** se compose de :

- **GNOYAU** qui regroupe toutes les fonctionnalités nécessaires au traitement d'un problème éléments finis et génère une base de données générale (algorithmes, opérateurs de propriétés physiques, matériaux, ...) ;

- **GENERE** qui sert à écrire une équation.

La **partie utilisateur** va permettre la description et la résolution du problème :

- création du maillage du domaine d'étude à l'aide d'un mailleur 2D classique, **PREFLU**, associé à un mailleur par élévation permettant un maillage traditionnel : **TRANCH**.

- affecter les conditions aux limites sur les divers contours, surfaces et volumes définis précédemment, ainsi que les propriétés associés aux différentes régions, le tout grâce au module **PROPHY**.

- le problème complètement décrit peut être résolu par le programme **SOLVER**.
- enfin, **XPLOIT** exploite les résultats (courbes 3D, isovaleurs, tabulation,...).

## **II.2 - LA METHODE DES ELEMENTS FINIS**

Le choix de la méthode des éléments finis a été motivé par la nature de notre problème :

- géométrie simple,
- fréquence de travail et propriétés physiques conduisant à une épaisseur de peau importante,
- bonne adaptabilité aux trois équations formulées.

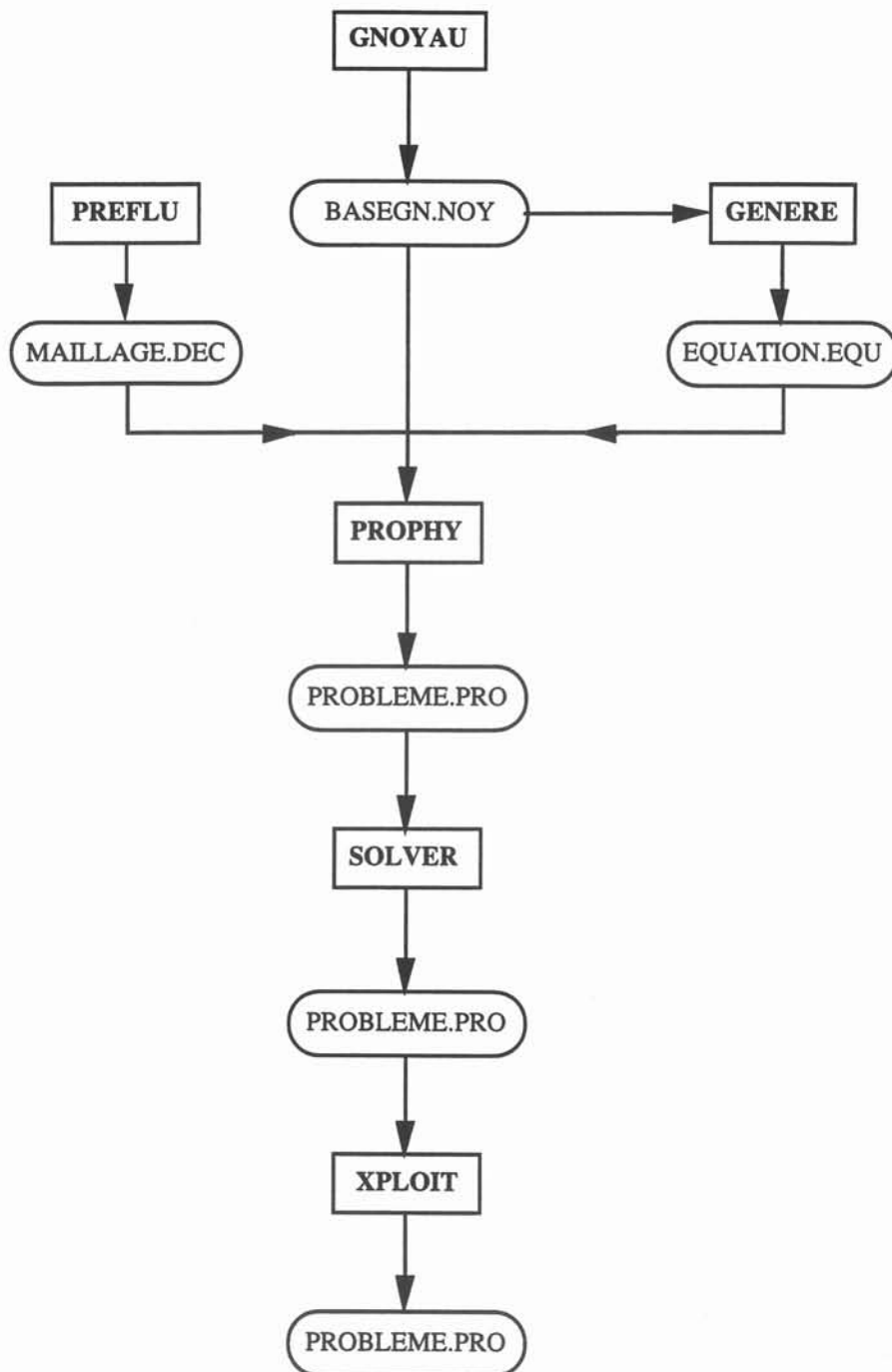


Figure II-1 : schéma descriptif du fonctionnement du logiciel FLUX-EXPERT

Cette méthode consiste à déterminer la répartition de l'inconnue minimisant une fonctionnelle d'énergie basée sur la physique du problème, la fonctionnelle pouvant être par exemple l'énergie potentielle totale du système considéré.

Si on ne peut trouver de fonctionnelle associée au problème, on utilise alors une méthode de résidus pondérés permettant de passer du système d'équations aux dérivées partielles à la formulation intégrale.

L'ensemble du domaine est discrétisé par un ensemble de mailles de formes quelconques. Les inconnues sont interpolées par des polynômes définis sur chaque élément de discrétisation.

Cette méthode oblige aussi à l'emploi de frontières finies.

Dans le problème électromagnétique, la méthode des éléments finis, pour des configurations alimentées en courant continu ou alternatif, permet de prendre en compte des phénomènes non linéaires ou transitoires. Cependant cette méthode est rapidement limitée par le besoin de maillage de l'air pour la prise en compte des conditions aux limites à l'infini. Des difficultés supplémentaires apparaissent aussi pour des géométries complexes, notamment lorsque l'on a affaire à des courants haute fréquence.

Les problèmes thermiques sont délimités par des frontières finies, en général de forme complexe, et peuvent introduire des termes non linéaires. La méthode des éléments finis est donc toute désignée dans ce cas.

Parmi les différentes techniques de projection disponibles dans les résolutions par éléments finis, FLUX-EXPERT utilise celle de Galerkin, que nous décrivons à présent.

### *La méthode de Galerkin*

Elle dérive de la méthode des résidus pondérés qui permet par le choix de fonctions de pondération, de passer du système d'équations aux dérivées partielles à la formulation intégrale.

Posons l'équation aux dérivées partielles sous la forme générale :

$$F(T, \frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}, \dots) = 0,$$

avec  $T$  inconnue principale et  $\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}$ , ses dérivées partielles sur le domaine  $V$ .

On interpole l'inconnue  $T$  à l'aide d'un ensemble de fonctions  $\alpha_i$  telles que :

$$T = \sum_{j=1}^n \alpha_j T_j$$

Pour une répartition quelconque de l'inconnue, on a :

$$F(T, \frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}, \dots) = \varepsilon \neq 0$$

$\varepsilon$  est appelé le résidu de l'équation. Si nous projetons ce résidu sur une famille de fonctions  $\beta_i$ , indépendantes et engendrant un espace vectoriel, au moyen d'un produit scalaire, la condition équivalente à

$$F(T, \frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}, \dots) = 0$$

est que tous les produits scalaires  $\iiint \beta_i F dV$  soient nuls.

Dans la méthode de Galerkin, les fonctions de base de l'espace de projection  $\beta_i$  sont prises égales aux fonctions de l'interpolation  $\alpha_j$  de l'inconnue  $T$ .

Le système à résoudre s'écrit donc :

$$\iiint \alpha_i F(\sum \alpha_j T_j, \sum \frac{\partial \alpha_j}{\partial x} T_j, \sum \frac{\partial \alpha_j}{\partial y} T_j, \sum \frac{\partial \alpha_j}{\partial z} T_j, \dots) dV = 0$$

## II-3 - FORMULATION DES EQUATIONS

### II-3-1 - L'équation électromagnétique

Elle découle directement des équations de MAXWELL, qui s'écrivent dans le cas d'un conducteur :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{H}) = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \vec{\text{rot}}(\vec{E}) = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{div}(\vec{E}) = 0 \quad \text{div}(\vec{D}) = 0$$

ainsi que de la loi d'OHM

et

la loi du milieu

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \sigma(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$



Ainsi, en négligeant le terme de transport et les courants de déplacement, nous obtenons l'équation suivante :

$$\vec{\text{rot}} ( \mu_0 \vec{\text{rot}}( \vec{A} ) ) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s$$

où  $\mu_0$  : perméabilité magnétique du vide  
 $\vec{A}$  : potentiel vecteur  
 $\sigma$  : conductivité électrique  
 $J_s$  : densité de courant dans l'inducteur

Les conditions aux limites sont de types DIRICHLET avec imposition d'un potentiel vecteur nul sur les limites du domaine.

### II-3-2 - L'équation de la thermique

L'équation de la thermique s'écrit :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \vec{u} \cdot \vec{\text{grad}} T + \text{div} (-k \vec{\text{grad}} T) = Q_{th} + \Delta H$$

$\rho$  : masse volumique du gaz plasmagène,  
 $C_p$  : capacité calorifique,  
 $u$  : vitesse du gaz,  
 $k$  : conductibilité thermique,  
 $Q_{th}$  : densité de puissance Joule calculée par le modèle électromagnétique,  
 $\Delta H$  : chaleur latente de changement d'état.

*Hypothèses :*

- il n'y a pas de terme transitoire  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$  ;
- chaleur latente de changement d'état nulle ;
- la vitesse est constante et identique en tout point de la torche (verticale dirigée vers le bas).

L'équation devient :

$$\rho C_p \vec{u} \cdot \vec{\text{grad}} T + \text{div} (-k \vec{\text{grad}} T) = Q_{th}$$

Projection de **Galerkin** :

a - formulation forte

$$\iint_s \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{\text{grad}} T \, ds + \iint_s \alpha_i \text{div}(-k \vec{\text{grad}} T) \, ds = \iint_s \alpha_i Q_{th} \, ds$$

(1)
(2)
(3)

b - formulation faible

Le terme (1)

Par intégration par partie :

$$\begin{aligned} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot T \cdot \vec{\text{grad}} T &= \text{div} (\alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot T) - \vec{\text{grad}} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot T - \alpha_i \vec{\text{grad}} \rho C_p \vec{U} \cdot T \\ &- \alpha_i \rho \vec{\text{grad}} C_p \vec{U} \cdot T - \alpha_i \rho C_p \text{div} \vec{U} \cdot T \end{aligned}$$

l'équation de continuité  $\text{div} \vec{U} = 0$  impose  $\alpha_i \rho C_p \text{div} \vec{U} \cdot T = 0$

si on écrit que

$$\begin{aligned} \vec{\text{grad}} \rho &= \frac{\partial \rho}{\partial T} \vec{\text{grad}} T \\ \vec{\text{grad}} C_p &= \frac{\partial C_p}{\partial T} \vec{\text{grad}} T \end{aligned}$$

on peut écrire pour le terme (1), en utilisant le théorème de la divergence (Ostrogradsky) :

$$\begin{aligned} \iint_s \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{\text{grad}} T \, ds &= \int_{\Gamma} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} \, T \, dl - \iint_s \vec{\text{grad}} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot T \, ds \\ &- \iint_s \alpha_i \frac{\partial \rho}{\partial T} C_p \vec{U} \cdot \vec{\text{grad}} T \cdot T \, ds - \iint_s \alpha_i \rho \frac{\partial C_p}{\partial T} \vec{U} \cdot \vec{\text{grad}} T \cdot T \, ds \end{aligned}$$

De plus, pour l'intégrale de frontière, nous pouvons faire la distinction entre la frontière d'entrée et celle de sortie :

- entrée :  $T_{\text{entrée}}$  connue , introduction de matière ;
- sortie :  $T$  inconnue , sortie de matière.

D'où la formulation :

$$\begin{aligned}\int_{\Gamma} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} T \, dl &= \int_{AB} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} T \, dl + \int_{CD} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} T \, dl \\ &= \int_{AB} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} T_{\text{entrée}} \, dl + \int_{CD} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} T \, dl I_{\text{sort}}\end{aligned}$$

où  $I_{\text{sort}}$  indicateur de sortie :  $I_{\text{sort}} = 1$  sur la frontière de sortie, sinon 0 pour les autres frontières.

### Le terme (2)

$$\alpha_i \operatorname{div}(-k \vec{\operatorname{grad}} T) = \operatorname{div}(-\alpha_i k \vec{\operatorname{grad}} T) + \vec{\operatorname{grad}} \alpha_i \cdot k \vec{\operatorname{grad}} T$$

L'intégration avec l'utilisation du théorème de la divergence donne :

$$\iint_s \operatorname{div}(-k \vec{\operatorname{grad}} T) \, ds = - \int_{\Gamma} \alpha_i k \vec{\operatorname{grad}} T \cdot \vec{n} \, dl + \iint_s \vec{\operatorname{grad}} \alpha_i \cdot k \vec{\operatorname{grad}} T \, ds$$

et l'intégrale curviligne se décompose suivant :

$$\int_{\Gamma} \alpha_i k \vec{\operatorname{grad}} T \cdot \vec{n} \, dl = - \int_{\Gamma} \alpha_i h(T-T_a) \, dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \sigma \varepsilon (T^4 - T_a^4) \, dl$$

Dans un souci de linéarisation des équations, on remplace  $T^4$  par  $T_{n-1}^3 \cdot T$ , où  $n-1$  représente la température au pas d'espace précédent (cas d'un algorithme de Newton-Raphson). La non linéarité en  $T^3$  passe à une linéarité en  $T$  moins déstabilisante.

$$\int_{\Gamma} \alpha_i \sigma \varepsilon (T^4 - T_a^4) \, dl = \int_{\Gamma} \alpha_i [(\sigma \varepsilon T^3)_{n-1} T - T_a^4] \, dl$$

Ainsi, l'équation de la thermique en formulation faible donne l'expression suivante :

$$\begin{aligned}& - \iint_s \vec{\operatorname{grad}} \alpha_i (U \rho C_p)_{n-1} T \, ds - \iint_s \alpha_i (C_p \frac{\partial \rho}{\partial T} \vec{U} \cdot \vec{\operatorname{grad}} T)_{n-1} T \, ds \\ & - \iint_s \alpha_i (\rho \frac{\partial C_p}{\partial T} \vec{U} \cdot \vec{\operatorname{grad}} T)_{n-1} T \, ds + \iint_s \vec{\operatorname{grad}} \alpha_i (k)_{n-1} \vec{\operatorname{grad}} T \, ds \\ & + \int_{\Gamma} \alpha_i h T \, dl + \int_{\Gamma} \alpha_i (\sigma \varepsilon T^3)_{n-1} T \, dl + \int_{\Gamma} \alpha_i (\rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n})_{n-1} T I_{\text{sort}} \, dl \\ & = \iint_s \alpha_i Q_{\text{th}} \, ds + \int_{\Gamma} h T_a \, dl + \int_{\Gamma} \alpha_i \sigma \varepsilon T_a^4 \, dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \rho C_p \vec{U} \cdot \vec{n} T_{\text{entrée}} \, dl\end{aligned}$$

La source thermique  $Q_{th}$  est déterminée à partir du calcul magnétique et vaut :

$$Q_{th} = \frac{\sigma \omega^2 \cdot A \cdot A^*}{2}$$

où  $\omega$  représente la pulsation du système inductif et  $A$  le potentiel vecteur (  $*$  ) pour grandeur conjuguée ).

Les conditions aux limites sont de type DIRICHLET (température imposée en paroi); ou NEUMAN (définition d'un coefficient de transfert en paroi).

### II-3-3 - L'équation de Navier-Stokes pour les fluides compressibles

#### a) Les équations.

Le repère :

$$(\vec{u}_r ; \vec{u}_\theta ; \vec{u}_z)$$

Le champ de vitesse :

$$\vec{U} (u,v,w)$$

Equation de continuité de masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0$$

Equation de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \rho ( \vec{U} \cdot \vec{\nabla} ) \vec{U} = \text{div} \bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{F}$$

$\vec{U}$  : vitesse

$\rho$  : masse volumique,

$\bar{\bar{\tau}}$  : tenseur des contraintes et

$\vec{F}$  : forces extérieures s'appliquant sur la charge.

**b) Projection dans le repère axisymétrique.**

*Equation de continuité de masse :*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0$$

*Equation de Navier-Stokes :*

*Composante radiale*

$$\begin{aligned} \rho \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] + \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - 2 \mu \frac{u}{r^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ + \frac{2}{3} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] = F_r \end{aligned}$$

*Composante axiale*

$$\begin{aligned} \rho \left[ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial w}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial w}{\partial z} \right) - 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ + \frac{2}{3} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (\mu u) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] + \rho g = F_z \end{aligned}$$

**c) Forces en présence**

Trois types de forces peuvent mettre en mouvement un fluide :

- *les forces de gravité* : elles sont rarement prises en compte, sauf pour un écoulement libre, dans le cas où elles sont les seules forces extérieures mises en jeu.
- *les forces de thermoconvection* : elles apparaissent lorsque le fluide est dilatable et quand des gradients de température importants provoquent une forte variation de la densité.
- *les forces de Laplace* : elles sont bien plus importantes que les forces de gravité, mais elles peuvent être du même ordre de grandeur que les forces de thermoconvection lorsque le fluide est très visqueux. Pour un fluide de faible viscosité, les forces électromagnétiques sont les seules motrices. Pour les métaux liquides, où les gradients thermiques sont relativement faibles, les forces de Laplace sont prépondérantes et sont donc les seules prises en compte.

Les forces électromagnétiques étant établies, et leur partie fluctuante n'induisant pas de mouvement, l'écoulement sera considéré comme établi et permanent. Le terme  $\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t}$  est nul.

#### d) Loi de paroi

Au voisinage d'une paroi, en écoulement turbulent, une couche limite turbulente composée de trois zones se développe :

- une sous-couche visqueuse, d'épaisseur très fine, où le frottement visqueux l'emporte sur le frottement turbulent et où la vitesse varie de façon linéaire avec la distance à la paroi.
- une zone de transition à profil parabolique, qui est souvent négligée
- une couche logarithmique où le profil de vitesse suit une loi de variation rapide et qui se raccorde à l'écoulement pleinement développé.

Soit une vitesse de frottement  $U^*$ , fonction de la densité  $\rho$  et du frottement pariétal  $\tau_0$  :

$$U^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$

Soit  $l^*$  une échelle de longueur faisant intervenir  $U^*$  et  $\nu$  la viscosité cinématique moléculaire :

$$l^* = \frac{\nu}{U^*}$$

L'expression de la vitesse tangentielle en fonction de la distance à la paroi,  $Y$ , s'écrit :

$$\frac{U}{U^*} = f\left(\frac{Y}{l^*}\right)$$

Des considérations semi empiriques (Prandtl, Von Karman) permettent d'établir que :

$$\frac{U}{U^*} = \frac{1}{K} \log \left( \frac{Y \cdot U^* \cdot E}{\nu} \right) \quad K = 0,4 \quad E = 7,4$$

où  $K$  est la constante de Von Karman et  $E$  la constante d'intégration.

Le profil peut être affiné si la rugosité à la paroi est prise en compte.

#### Conditions aux limites :

- paroi : normalement, en écoulement turbulent comme en laminaire, nous devrions avoir une vitesse nulle. Or le profil logarithmique suppose un cisaillement de vitesse au voisinage de la paroi, donc une vitesse tangentielle donnée par la fonction ci-dessus et une vitesse normale

nulle (imperméabilité de la paroi).

- surface libre et axe de symétrie :

1) la vitesse normale est nulle

2) il y a une contrainte de non flux de matière qui est équivalente à un tenseur nul :  $\overline{\tau} = 0$

*Discretisation en éléments finis :*

Les variables primaires utilisées sont  $\vec{U}$  et  $\vec{P}$ .

$\overline{\tau}$  est le tenseur des contraintes de composantes  $\tau_{ij}$  :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - P \cdot \delta_{ij}$$

$\mu$  est la viscosité dynamique moléculaire et  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker.

Les polynômes d'interpolation de la vitesse sont du second degré, ceux de la pression sont de degré inférieur, ce qui donne une pression linéaire ou constante :

$$P = \sum \beta_j P_j \quad \text{et} \quad \vec{U} = \sum \alpha_j \vec{U}_j$$

$\alpha_j$  et  $\beta_j$  sont les polynômes d'interpolation.

Comme en thermique, nous utilisons la méthode de Galerkin et la formulation est faible. Après discrétisation et projection sur les axes du repère, les conditions aux limites étant prises en considération, le système d'équations est écrit en faisant les hypothèses suivantes :

- il n'y a pas de terme transitoire ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ )
- la composante de vitesse suivant  $\theta$  est nulle ( $v = 0$ )
- la force extérieure  $F_z$  se décompose en deux parties :
  - FOZS force surfacique
  - FOZL force linéique
- la force extérieure  $F_r$  se décompose en deux parties :
  - FORS force surfacique
  - FORL force linéique

**e) Projection de Galerkin**

Equation de Navier-Stokes

*Composante radiale*

$$\begin{aligned}
 & \iint_s \alpha_i \rho u \frac{\partial u}{\partial r} ds + \iint_s \alpha_i \rho w \frac{\partial u}{\partial z} ds - \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} p ds - \iint_s \alpha_i \frac{p}{r} ds - \iint_s \frac{2}{3} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \mu \frac{\partial u}{\partial r} ds \\
 & - \iint_s \frac{2}{3} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \mu u ds - \iint_s \frac{2}{3} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \mu \frac{\partial w}{\partial z} ds + 2 \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \mu \frac{\partial u}{\partial r} ds + 2 \iint_s \alpha_i \mu \frac{u}{r^2} ds \\
 & + \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \mu \frac{\partial w}{\partial r} ds + \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \mu \frac{\partial u}{\partial z} ds + \int_{\Gamma} \alpha_i p \cdot n_r dl + \int_{\Gamma} \alpha_i \frac{2}{3} \text{div} \vec{U} \cdot n_r dl - 2 \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial u}{\partial r} \cdot n_r dl \\
 & - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial w}{\partial r} \cdot n_z dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial u}{\partial r} \cdot n_z dl = \iint_s \alpha_i \text{FORS} ds + \int_{\Gamma} \alpha_i \text{FORL} dl
 \end{aligned}$$

*Composante axiale*

$$\begin{aligned}
 & \iint_s \alpha_i \rho u \frac{\partial w}{\partial r} ds + \iint_s \alpha_i \rho w \frac{\partial w}{\partial z} ds - \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} p ds - \iint_s \frac{2}{3} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \mu \frac{\partial u}{\partial r} ds - \iint_s \frac{2}{3} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \mu \frac{u}{r} ds \\
 & - \iint_s \frac{2}{3} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \mu \frac{\partial w}{\partial z} ds + \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \mu \frac{\partial w}{\partial r} ds + \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \mu \frac{\partial u}{\partial z} ds + 2 \iint_s \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \mu \frac{\partial w}{\partial z} ds + \iint_s \alpha_i \rho g ds \\
 & + \int_{\Gamma} \alpha_i p \cdot n_z dl + \int_{\Gamma} \alpha_i \frac{2}{3} \text{div} \vec{U} \cdot n_r dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial w}{\partial r} \cdot n_z dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial u}{\partial z} \cdot n_z dl - 2 \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial w}{\partial z} \cdot n_r dl \\
 & = \iint_s \alpha_i \text{FORS} ds + \int_{\Gamma} \alpha_i \text{FORL} dl
 \end{aligned}$$

Conditions aux limites

*Composante radiale*

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Gamma} \alpha_i p \cdot n_r dl + \int_{\Gamma} \alpha_i \frac{2}{3} \text{div} \vec{U} \cdot n_r dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial u}{\partial r} \cdot n_z dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial w}{\partial r} \cdot n_z dl \\
 & - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial u}{\partial r} \cdot n_z dl = \int_{\Gamma} \alpha_i \vec{\tau}_r \cdot \vec{n} dl
 \end{aligned}$$



$$\text{où } \vec{\tau}_r \cdot \vec{n} = \tau_{rr}n_r + \tau_{rz}n_z = (-p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu \text{div} \vec{U}) \cdot n_r + \rho u^2 \cdot n_z ;$$

*Composante axiale*

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} \alpha_i p \cdot n_z \, dl + \int_{\Gamma} \alpha_i \frac{2}{3} \text{div} \vec{U} n_z \, dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial w}{\partial r} \cdot n_z \, dl - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial u}{\partial z} \cdot n_z \, dl \\ - \int_{\Gamma} \alpha_i \mu \frac{\partial w}{\partial z} \cdot n_z \, dl = \int_{\Gamma} \alpha_i \vec{\tau}_z \cdot \vec{n} \, dl \end{aligned}$$

$$\text{où } \vec{\tau}_z \cdot \vec{n} = \tau_{zr}n_r + \tau_{zz}n_z = \rho u^2 \cdot n_r + (-p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu \text{div} \vec{U}) \cdot n_z .$$

Equation de continuité de masse

$$\iint_s \beta_i \frac{\partial u}{\partial r} \rho \cdot ds + \iint_s \beta_i \frac{u}{r} \rho \, ds + \iint_s \beta_i \frac{\partial w}{\partial z} \rho \cdot ds + \iint_s \beta_i u \frac{\partial T}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial T} \, ds + \iint_s \beta_i w \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial T} \, ds = 0$$

Une fois ces équations écrites (partie GENERE de Flux-Expert), il nous fallait déterminer les propriétés physiques de l'argon afin de décrire le problème (partie PROPHY).

## II-4 - LES PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ARGON

La spécificité de FLUX-EXPERT nécessitait une formulation mathématique de ces propriétés. La recherche bibliographique nous a permis de les trouver, soit sous forme de tableau et nous effectuons alors une interpolation, ou bien directement sous la forme d'une relation dépendant de la température (BOULOS, DELALONDRE, VARGAFTIG, AYEN).

La résolution de l'équation électromagnétique nécessite la connaissance de la

*Conductivité électrique :*

$$T < 8000 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\sigma_{\Omega^{-1}\text{m}^{-1}} = 2,26 \cdot 10^6 \exp\left(\frac{-6,21 \cdot 10^4}{T}\right)$$

$$8000 < T < 15000 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\sigma_{\Omega^{-1}\text{m}^{-1}} = 1,96 \cdot 10^5 \exp\left(\frac{-4,26 \cdot 10^4}{T}\right)$$

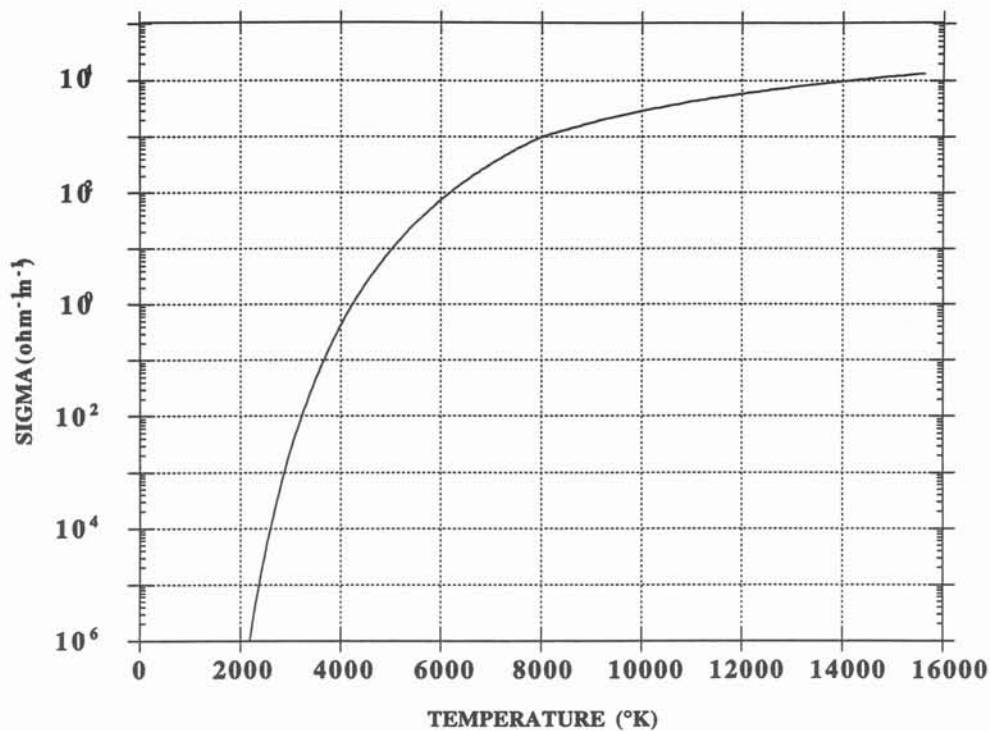


Figure II-2a : évolution de la conductivité électrique de l'argon ionisée avec la température (diagramme semi-log).

Les termes qui apparaissent dans l'équation régissant le phénomène thermique sont :

**Densité de l'argon :**

$$T < 16000 \text{ } ^\circ K$$

$$\rho_{\text{kg/m}^3} = 1,783 \left( \frac{273}{T} - 2,06 \cdot 10^{-7} \cdot T + 6,71 \cdot 10^{-11} \cdot T^2 - 5,21 \cdot 10^{-15} \cdot T^3 \right)$$

**Capacité calorifique :**

$$T < 6000 \text{ } ^\circ K$$

$$C_{pJ/\text{kg.K}} = 518,8$$

$$6000 < T < 10^4 \text{ } ^\circ K$$

$$C_{pJ/\text{kg.K}} = 518,8 + 995,8 \left( \frac{T}{10^4} \right)^{11}$$

$$10^4 < T < 1,35 \cdot 10^4 \text{ } ^\circ K$$

$$C_{pJ/\text{kg.K}} = 518,8 + 995,8 \left( \frac{T}{10^4} \right)^7$$

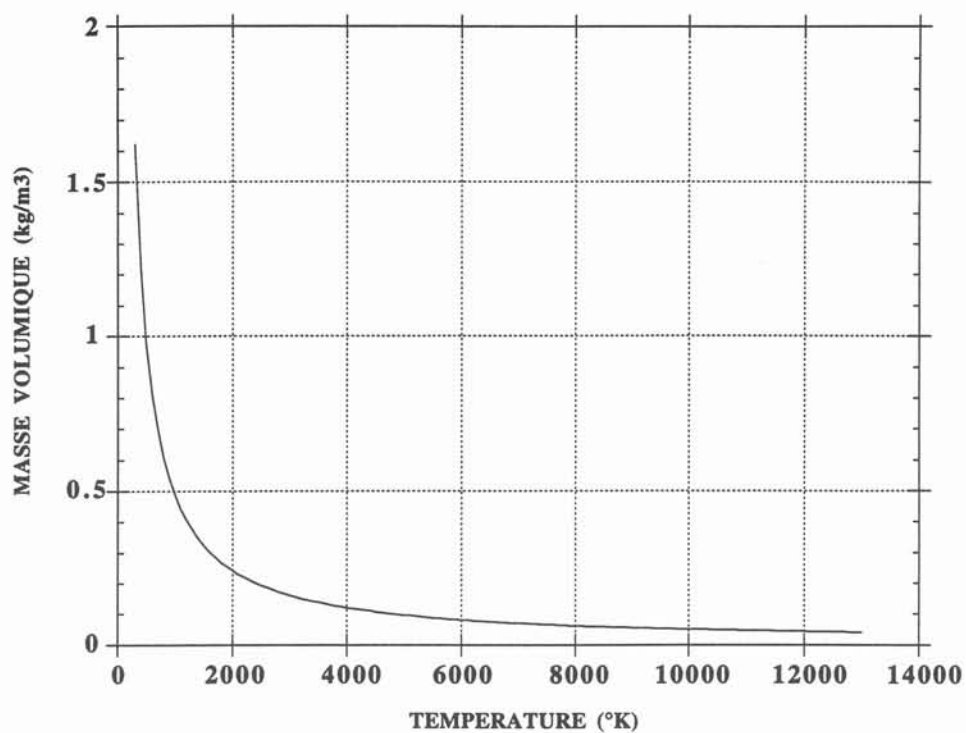


Figure II-2b : masse volumique de l'argon ionisé en fonction de la température.

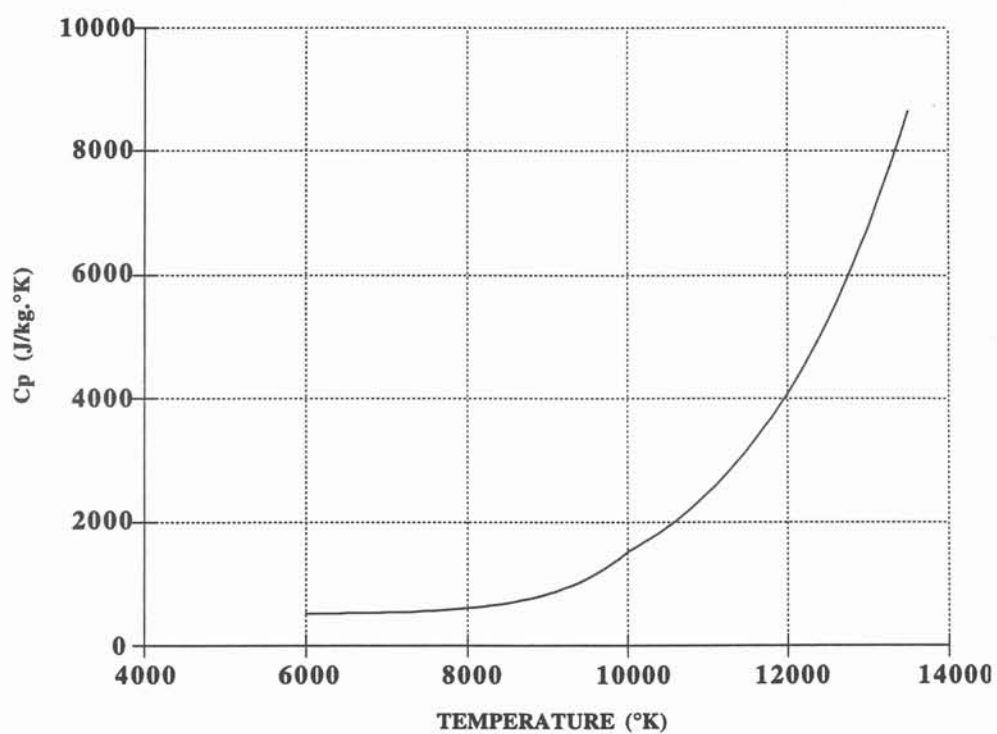


Figure II-2c : capacité calorifique de l'argon.

### Conductivité thermique :

$$500 < T < 6000 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$\lambda_{\text{W/m}^{\circ}\text{K}} = -0,024\left(\frac{T}{10^4}\right)^2 + 0,262\left(\frac{T}{10^4}\right) + 0,0165$$

$$6000 < T < 15000 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$\lambda_{\text{W/m}^{\circ}\text{K}} = 0,248\left(\frac{T}{10^4}\right)^6 + 0,372\left(\frac{T}{10^4}\right)^3 + 0,074$$

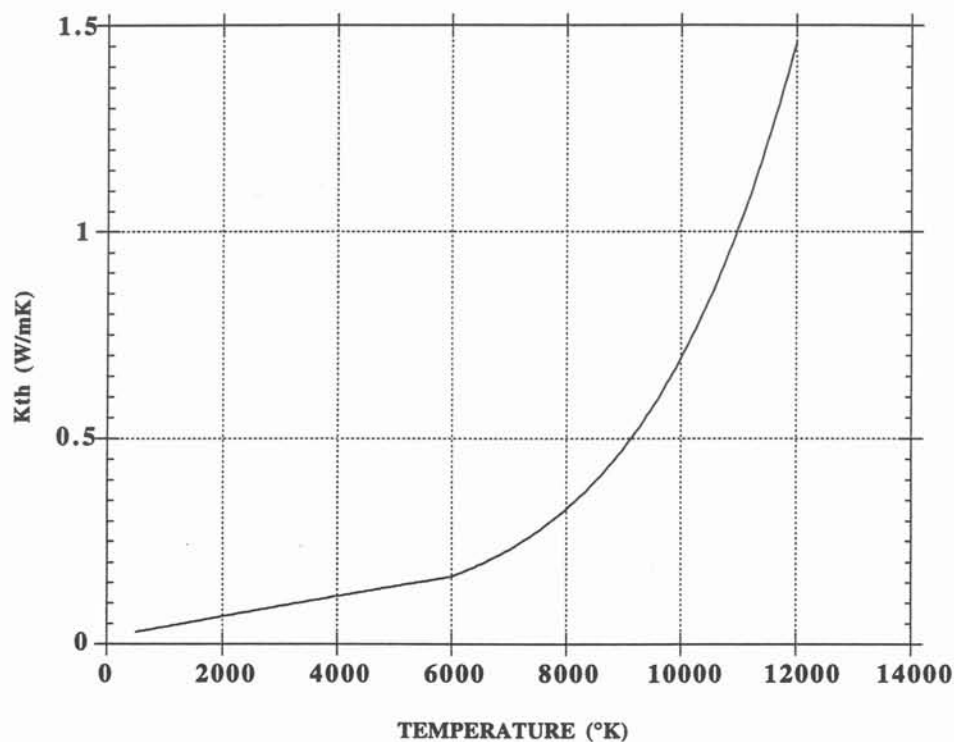


Figure II-2d : conductivité thermique de l'argon ionisé.

### Pertes radiatives :

$$T < 5275 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$Q_{\text{rW/m}^3} = 0$$

$$5275 \leq T \leq 17000 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$\text{Log}(Q_{\text{rW/m}^3}) = -18,3938 + 4,7486 \cdot 10^{-3} \cdot T - 2,673 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 + 5,02 \cdot 10^{-12} \cdot T^3$$

$$T > 17000 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$Q_{\text{rW/m}^3} = 5,62 \cdot 10^{-5}$$

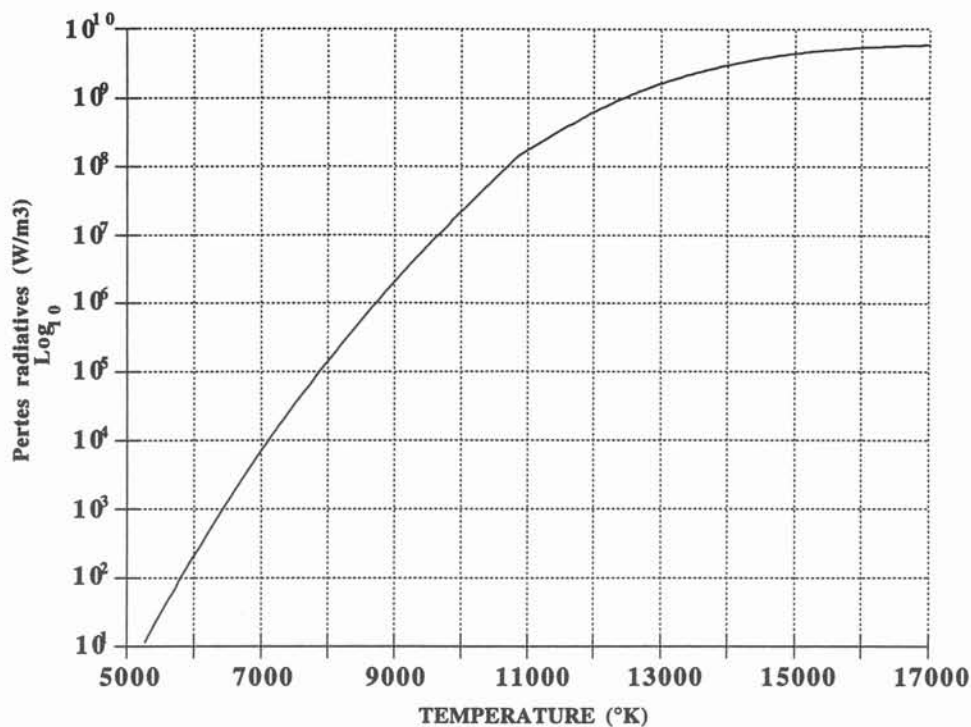


Figure II-2e : pertes par rayonnement (diagramme semi-log).

Enfin, la détermination des écoulements dans la torche impose la connaissance de la

#### *Viscosité dynamique :*

$$300 \leq T \leq 10780 \text{ °K}$$

$$\mu_{107} \text{ N.s/m}^2 = -6,7738 \cdot 10^{-13} \cdot T^4 + 1,4309 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 - 1,05 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 0,5582 \cdot T + 89,184$$

$$10780 < T \leq 17000 \text{ °K}$$

$$\mu_{107} \text{ N.s/m}^2 = -4,589 \cdot 10^{-13} \cdot T^4 + 3,79049 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 - 1,025 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 + 10,9719 \cdot T - 37766,105$$

Les fortes valeurs obtenues (figure II-2f) pour ce paramètre explique en partie la difficulté à introduire des poudres dans le coeur chaud du plasma. Les valeurs reportées dans le tableau II.1 montrent que la viscosité de l'argon à 10000 K est comparable à celle de l'eau, tandis qu'à 20°C (température du gaz vecteur de poudre), elle se rapproche de celle de l'air.

	eau (20°C)	air (20°C)	argon (20°C)	argon (10000 K)
$\mu(\text{N.s/m}^2)$	$10^{-3}$	$1,82 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$0,25 \cdot 10^{-3}$

**Tableau II.1** : valeur de la viscosité dynamique pour l'air, l'eau et l'argon.

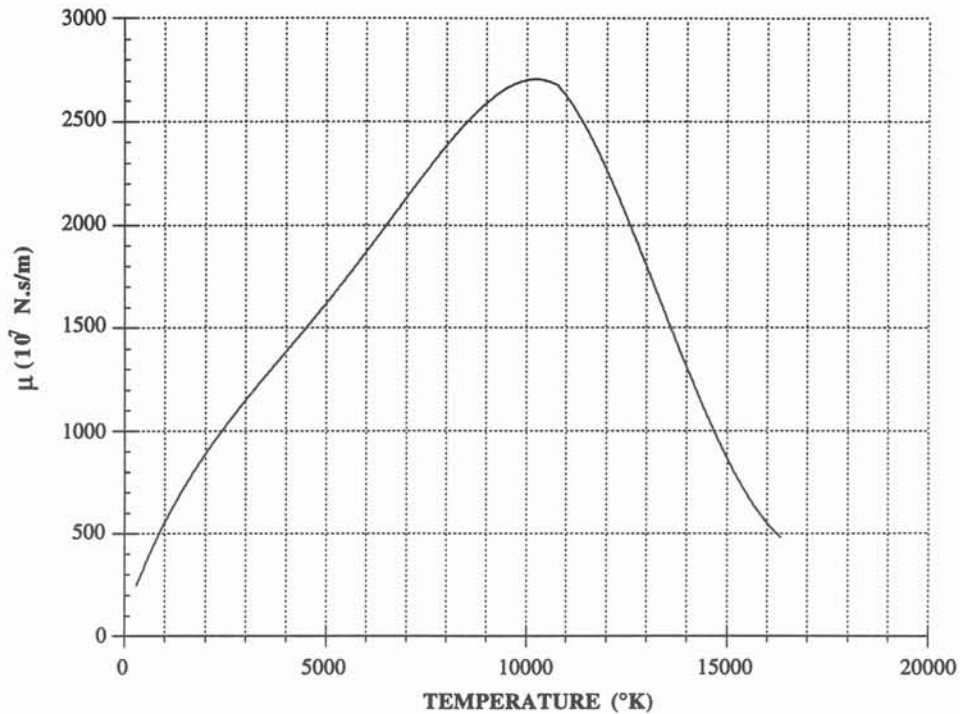


Figure II-2f : viscosité de l'argon ionisé.

Procédant par étape, nous avons réalisé dans un premier temps le couplage magnétique-thermique sur une géométrie simplifiée de la torche. Nous avons alors mis en évidence des problèmes de convergence dus aux fortes variations des propriétés physiques de l'argon et de la valeur assez élevée de la vitesse.

## II-5 - COUPLAGE MAGNETIQUE-THERMIQUE

La description du problème sous forme exploitable par FLUX-EXPERT s'est déroulée de la façon suivante :

- définition de la géométrie (magnétique et thermique)
- réalisation du maillage
- création des opérateurs de propriétés
- résolution et exploitation des résultats

### II-5-1 - Géométrie et maillage

Deux géométrie distinctes sont envisagées pour les résolutions magnétique (figure II-3) et thermique (figure II-4).

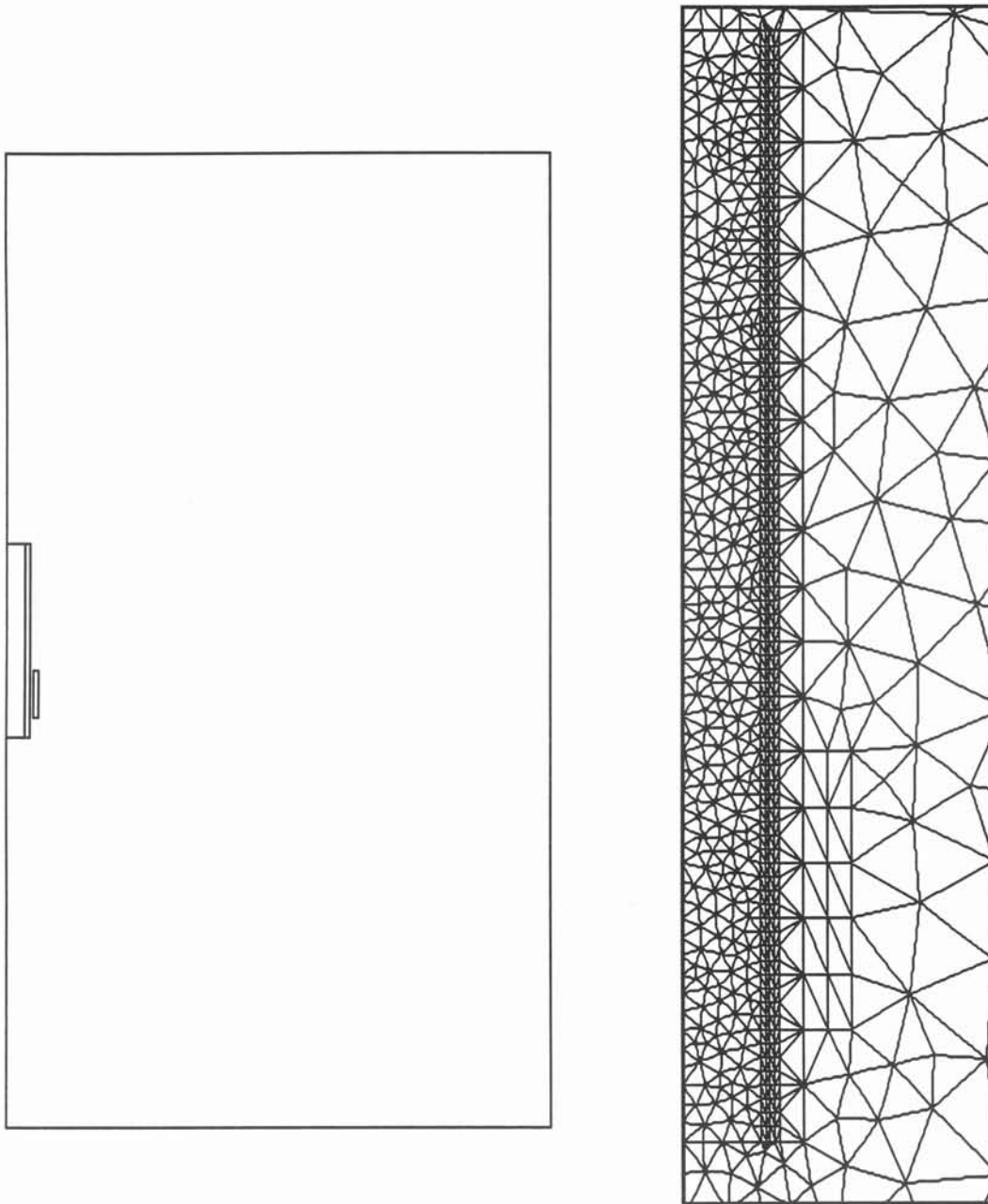


Figure II-3 : géométrie et maillage du domaine de calcul pour la résolution magnétique  
(à gauche : géométrie complète; à droite : détail de la torche).

La condition aux limites  $\vec{A} = \vec{0}$  à l'infini impose une géométrie élargie autour de la torche et l'inducteur. Elle se décompose en 4 régions auxquelles sont affectées les noms suivants.

- enceinte : constituée d'argon à température ambiante ;
- spires : où se localise la densité de courant ;
- quartz : paroi de la torche ;
- argon : de conductivité électrique  $\sigma(T)$ .

Seule la dernière région de conductivité électrique non nulle est le siège de courants de Foucault, donc de densités de puissance et de forces électromagnétiques.

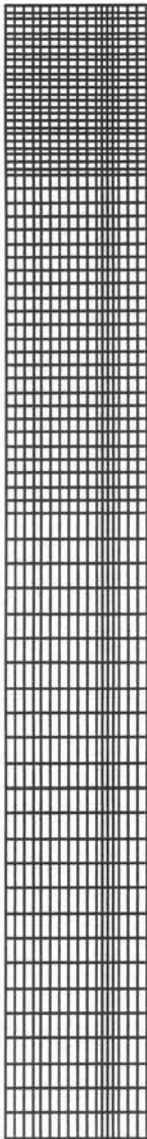


Figure II-4 :  
maillage thermique.

Seul le corps même de la torche est conservé pour la géométrie thermique. Les régions linéiques définies en sus sont :

- entrée et sortie : introduction et sortie de matière
- quartz : paroi externe de la torche.

La géométrie complexe en magnétique conduit à un maillage triangulaire tandis que nous adoptons un maillage rectangulaire dans la configuration thermique, chaque maille contenant 7 points d'intégration où sont effectués les calculs.

#### II-5-2 - Conditions aux limites et conditions initiales

Ces paramètres conditionnent directement les résultats à venir ; c'est pourquoi, leur affectation doit être entourée du plus grand soin :

- validité des propriétés physiques trouvées dans la littérature ?
- réalité physique des conditions aux limites imposées ?

**Les conditions aux limites** : il a fallu de nombreux essais (pour le problème thermique en particulier) avant d'aboutir à un résultat relativement proche du mode de fonctionnement supposé d'une torche à plasma.

Pour le *problème magnétique*, une condition de DIRICHLET ( $A = 0$ ) est imposée sur le bord externe de la région d'étude (potentiel vecteur nul à l'infini).

La densité de source thermique est calculée en considérant que les courants de Foucault sont localisés uniquement dans l'épaisseur de peau :

$$\delta_{Cu} = \frac{500}{\sqrt{\sigma f}} = 0,378 \text{ mm}$$

avec  $\sigma = 6.10^{-5} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  (pour le cuivre) et  $f = 3 \text{ MHz}$ .



Finalement, notre inducteur étant constitué d'un tube de cuivre de diamètre extérieur 10 mm, et en supposant qu'il est parcouru par un courant total de 9 A, nous obtenons:

$$J = 10^6 \text{ A/m}^2$$

Trois possibilités s'offraient à nous pour la *résolution thermique* :

- soit définir un coefficient de transfert  $h$  sur la paroi du tube de quartz, dont la valeur n'est connue qu'approximativement faute de résultats expérimentaux ;

- soit imposer une condition de DIRICHLET ( $T = 300\text{-}400^\circ\text{K}$ ) sur toute la hauteur du tube. Cette solution plus précise mais d'une réalité peu physique constitue un véritable puits de puissance si les sources sont localisées contre la paroi interne du tube de confinement ;

- enfin, certains auteurs (WEI et Col., MEKIDECHE) définissent un coefficient de transfert sur la paroi interne du tube :

$$k_g \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{k_w}{d} (T - T_w) \quad h_{eq} = \frac{k_w}{d}$$

$k_g$  : conductibilité thermique du gaz d'argon,  
 $k_w$  : conductibilité thermique de la paroi,  
 $d$  : épaisseur du tube de quartz.

Ainsi dans notre cas, avec un tube de 5 mm d'épaisseur nous obtiendrions un coefficient de  $274 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{K}$  (à  $1000^\circ\text{K}$ ).

Dans un premier temps, par manque de résultats expérimentaux, nous avons imposé une condition de DIRICHLET ( $T = 400^\circ\text{K}$ ).

**Les conditions initiales** : nous imposons comme conditions initiales de fonctionnement dans les premiers calculs (équation magnétique) un profil de température constant sur le rayon de la torche; alors, les densités de puissance étaient localisées sur la surface du tube, rendant les profils de températures très sensibles aux conditions de paroi. Il a fallu simuler un amorçage du plasma en imposant un profil de température initial parabolique ( $10000^\circ\text{K}$  au centre jusqu'à  $300^\circ\text{K}$  sur la paroi).

Pour le calcul thermique, la température initiale est de  $10000^\circ\text{K}$  sur le rayon, facilitant ainsi la convergence des valeurs.

Enfin, à l'entrée de la torche, la température des gaz est imposée à 300°K.

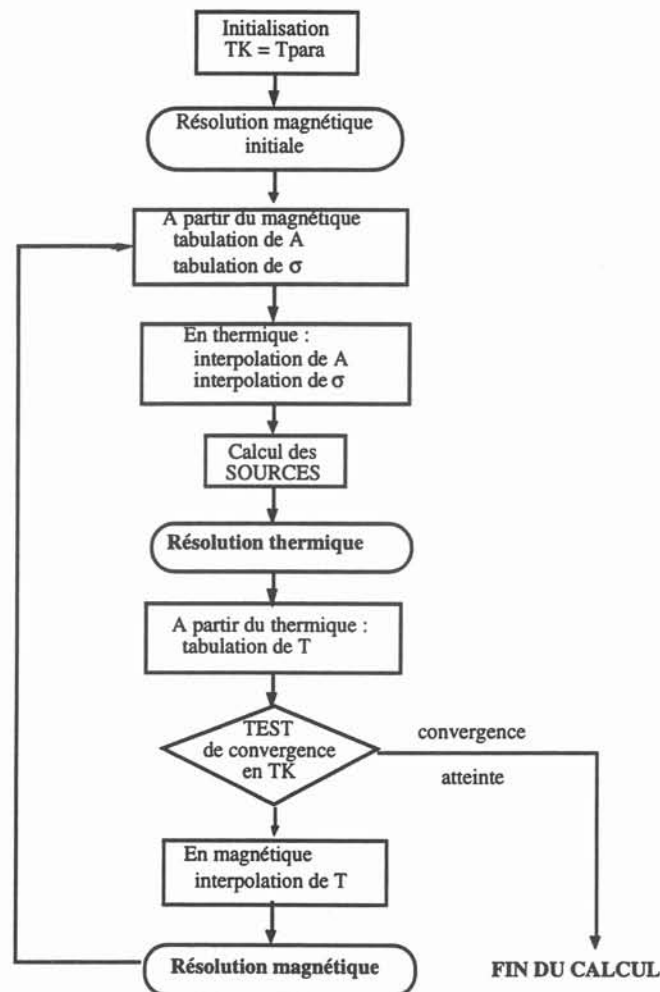


Figure II-5 : bouclage thermique-magnétique

### II-5-3 - Description du bouclage

Un premier calcul magnétique est réalisé avec une température initiale imposée sur le rayon de la torche.

A partir de ce premier résultat, les valeurs du potentiel vecteur et de la conductivité électrique sont tabulées afin d'être interpolées dans le calcul thermique. Ces valeurs permettent de calculer les densités de puissance (sources), nécessaires à l'établissement de la carte thermique de la torche.

Enfin, un test de convergence sur la température indique la poursuite du bouclage ou la fin du calcul. Tous les résultats intermédiaires sont stockés, ce qui permet de suivre l'évolution de la convergence pendant les calculs (figure II-5).

## II-5-4 - Les résultats

Les premiers calculs, effectués à vitesse et propriétés physiques constantes avec une température constante sur le rayon de la torche en condition initiale, montraient une forte localisation des sources de puissance sur la paroi interne du tube de quartz. Il en résultait une extinction du plasma due à la condition de flux thermique à la paroi (fig. II-6).

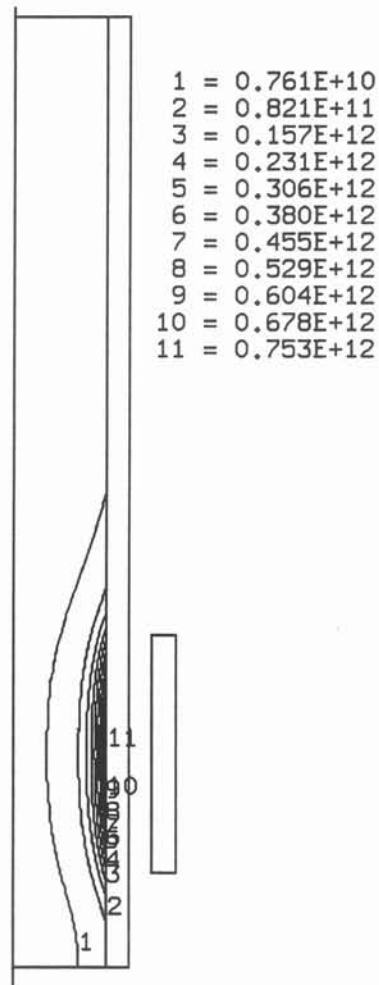


Figure II-6 : isovaleurs de densité de puissance avec une température initiale constante sur le diamètre de la torche.

Le centrage des puissances sur l'axe de la torche eu pour effet de diminuer les pertes thermiques à ce niveau. Pour cela, la condition initiale pour la température évolua vers une forme parabolique centrée sur l'axe de la torche ( $T_{\text{Max}} = 10000 \text{ K}$ ,  $T_{\text{Min}} = 300 \text{ K}$ ). Le résultat obtenu est celui représenté sur la figure II-7.

L'adjonction de propriétés physiques variant avec la température (voir II.4) amena des problèmes numériques dus au non respect du critère de stabilité suivant :

$$Pe = \frac{\rho \cdot C_p}{k_{th}} \cdot U \cdot \Delta z < 2 \quad Pe : \text{nombre de Peclet}$$

où  $\Delta z$  est la dimension caractéristique de la maille sur laquelle s'effectue le calcul et  $U$  la vitesse du gaz dans la torche (verticale, constante dans notre cas simplifié).

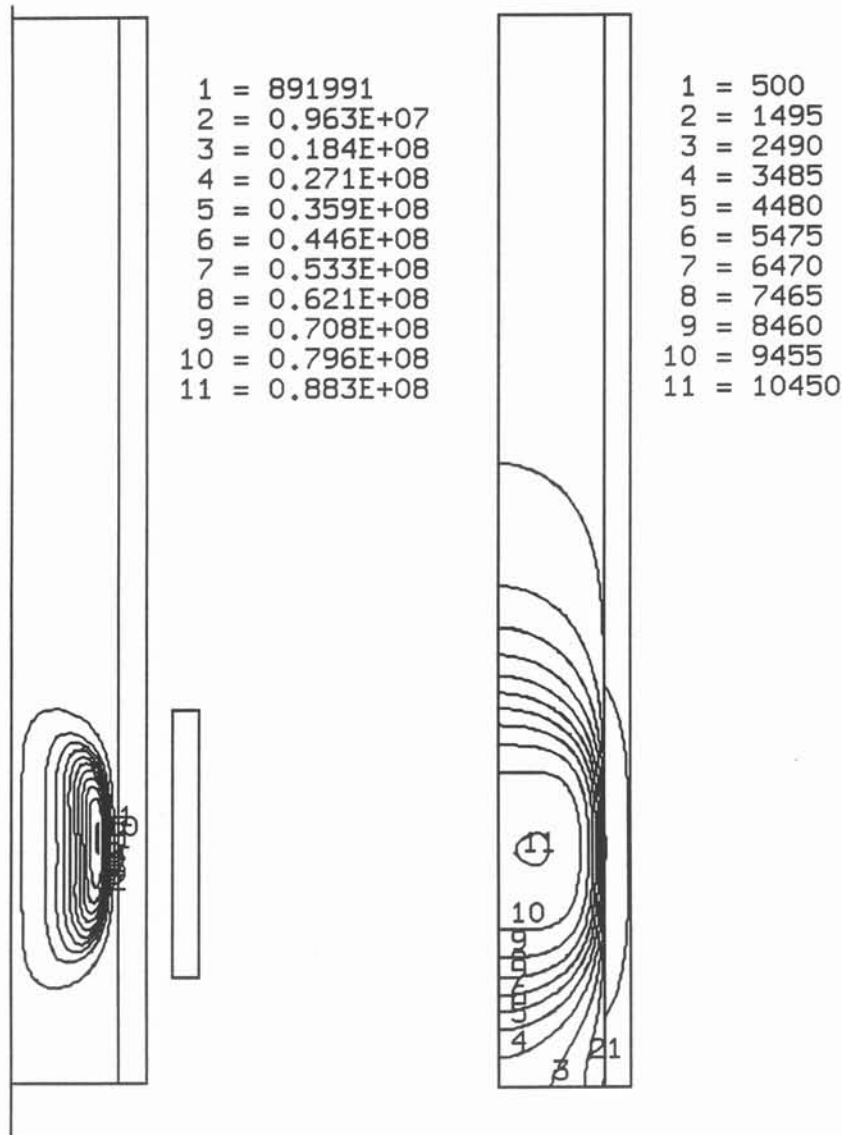


Figure II-7 : densité de puissance et isothermes avec une température initiale à profil parabolique.

La figure II-8 montre que les dimensions caractéristiques de maille en fonction de la température pour différentes vitesses afin que ce critère soit respecté. Il apparaît que le problème est sensible pour les faibles températures (en entrée de torche et à la périphérie). Les valeurs obtenues atteignent  $10^{-2}$  mm.

Nous avons donc eu recours à un artifice numérique : le décentrage. Cela revient à introduire un terme de conductivité anisotrope, atténuant les effets instables du terme de transport ( $\rho C_p U$ ). Cette méthode améliore la stabilité, mais nuit à la précision d'où la nécessité d'un maillage relativement fin.

### *La méthode de décentrage*

Lorsque les phénomènes de convection prennent le pas sur les phénomène de diffusion, des problèmes de stabilité peuvent apparaître. Pour pallier à ce phénomène d'instabilité, il existe de nombreuses possibilités, dont la méthode citée ci-dessus, basée sur le principe du décentrage amont utilisé dans les différences finies. Cela revient à introduire un terme de conductivité anisotrope, atténuant les effets instables du terme de transport.

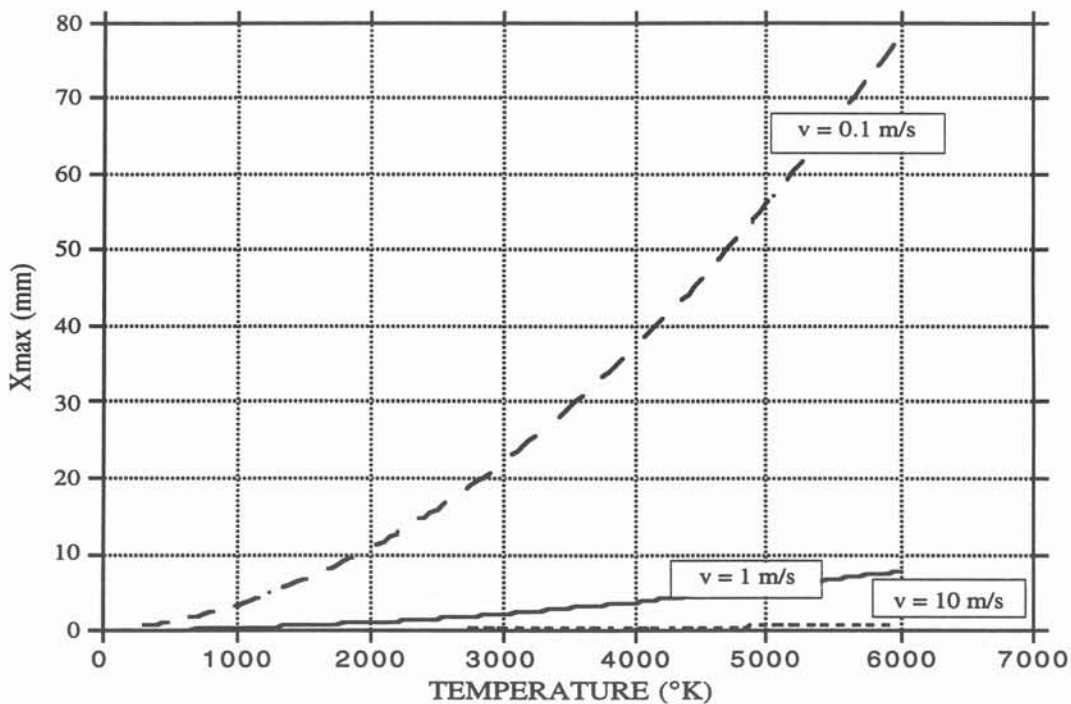


Figure II-8 : évolution de la taille maximale de maille (mm) en fonction de la vitesse pour respecter le critère de convergence de Peclet.

Dans un souci de simplicité, nous présentons le calcul d'établissement de ce terme supplémentaire dans un cas *monodimensionnel* (fig II-9 ).

En ne gardant que les termes de diffusion et convection de l'équation de la chaleur, on obtient :

$$\rho C_p U \frac{\partial T}{\partial x} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (1)$$

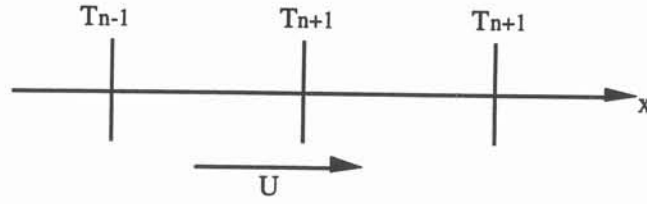


Figure II-9 : schéma monodimensionnel en différences finis.

La formulation des différences finis dans un schéma *décentré amont* donne :

$$\rho C_p U \frac{T_n - T_{n-1}}{\Delta x} = k \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta x^2} \quad (2)$$

Un schéma en élément finis *centré* conduit à :

$$\rho C_p U \frac{T_{n+1} - T_{n-1}}{2\Delta x} = k \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta x^2} \quad (3)$$

L'introduction du terme de décentrage  $k_e$

$$\rho C_p U \frac{T_{n+1} - T_{n-1}}{2\Delta x} = k \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta x^2} + k_e \frac{T_{n+1} - 2T_n + T_{n-1}}{\Delta x^2} \quad (4),$$

et l'équivalence des équations (2) et (4) conduit à :

$$k_e = \frac{1}{2} \rho C_p U \Delta x$$

On retrouve dans ce terme l'expression de la condition de convergence pour un nombre de Peclet inférieur à 2.

Dans le cas bidimensionnel, avec une vitesse  $\vec{U}$  non parallèle aux axes de coordonnées,  $k_e$  est un tenseur et s'écrit :

$$k_e = \frac{1}{2} \rho C_p \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \begin{pmatrix} U_x^2 & U_x U_y \\ U_y U_x & U_y^2 \end{pmatrix}$$

Notre problème étant axisymétrique, c'est un modèle de ce type que nous ajoutons dans FLUX-EXPERT.

Deux essais réalisés à des vitesses de 0.1 et 1 m/s montre l'efficacité du procédé mais également la nécessité d'un maillage fin. L'effet de la vitesse est marquant dans le deuxième cas : diminution de la température, profils de température différents, ... . Enfin, les isothermes sont nettement déplacés vers le bas de la torche dans le cas d'une vitesse parabolique : 0.5 m/s sur l'axe, 5 m/s à la paroi (figure II-10).

### **II-5-5 - Conclusion**

Cette première étude simplifiée avait pour objectif principal de se familiariser avec le logiciel FLUX-EXPERT :

- création de maillages,
- écriture des opérateurs de propriétés,
- couplage d'équations.

Elle a également permis de s'affranchir de problèmes d'ordre purement numérique (développement de la méthode de décentrage) qui auraient constitué un réel handicap pour la mise en oeuvre de l'équation de Navier Stokes. L'étape suivante va consister à introduire le phénomène hydrodynamique sur une géométrie de torche plus complexe : gaz plasmagène et annulaire, injecteur, élargissement de la zone d'étude...

## **II-6 - PRISE EN COMPTE DU PHENOMENE HYDRODYNAMIQUE**

Cet aspect de la modélisation d'une torche à plasma inductif présente un intérêt tout particulier dans le cadre de l'application au traitement des poudres. En effet, comme nous l'avons vu dans l'étude bibliographique précédente, de nombreux paramètres influent sur la trajectoire des particules dans le plasma : position de l'injecteur, vitesse des gaz, turbulence du plasma.

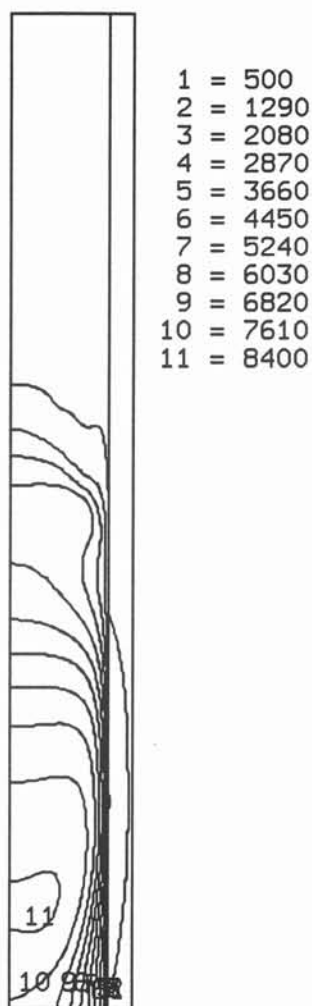


Figure II-10 : effet d'un profil parabolique de vitesses sur les isothermes.

L'objectif est donc de mettre au point un outil qui nous permettant l'étude de ces différents points pour les valider ensuite par l'expérimentation. Partant de la géométrie précédente, nous l'avons affinée puis progressivement complétée afin d'aboutir au procédé tel que nous l'utilisons.

### II-6-1 - Evolution de la géométrie

Nous considérons à présent un tube en quartz de 50 mm de diamètre intérieur et de 2 mm d'épaisseur. L'inducteur de diamètre intérieur 30 mm est représenté par trois spires cylindriques de dimension 8/10. La hauteur totale de la torche est de 200 mm. Pour l'admission d'un gaz annulaire, un deuxième tube concentrique au premier est placé dans la partie supérieure de la torche ; il a une épaisseur de 1 mm pour un diamètre intérieur de 40 mm ; il pénètre de 110 mm dans la torche (figure II-11).



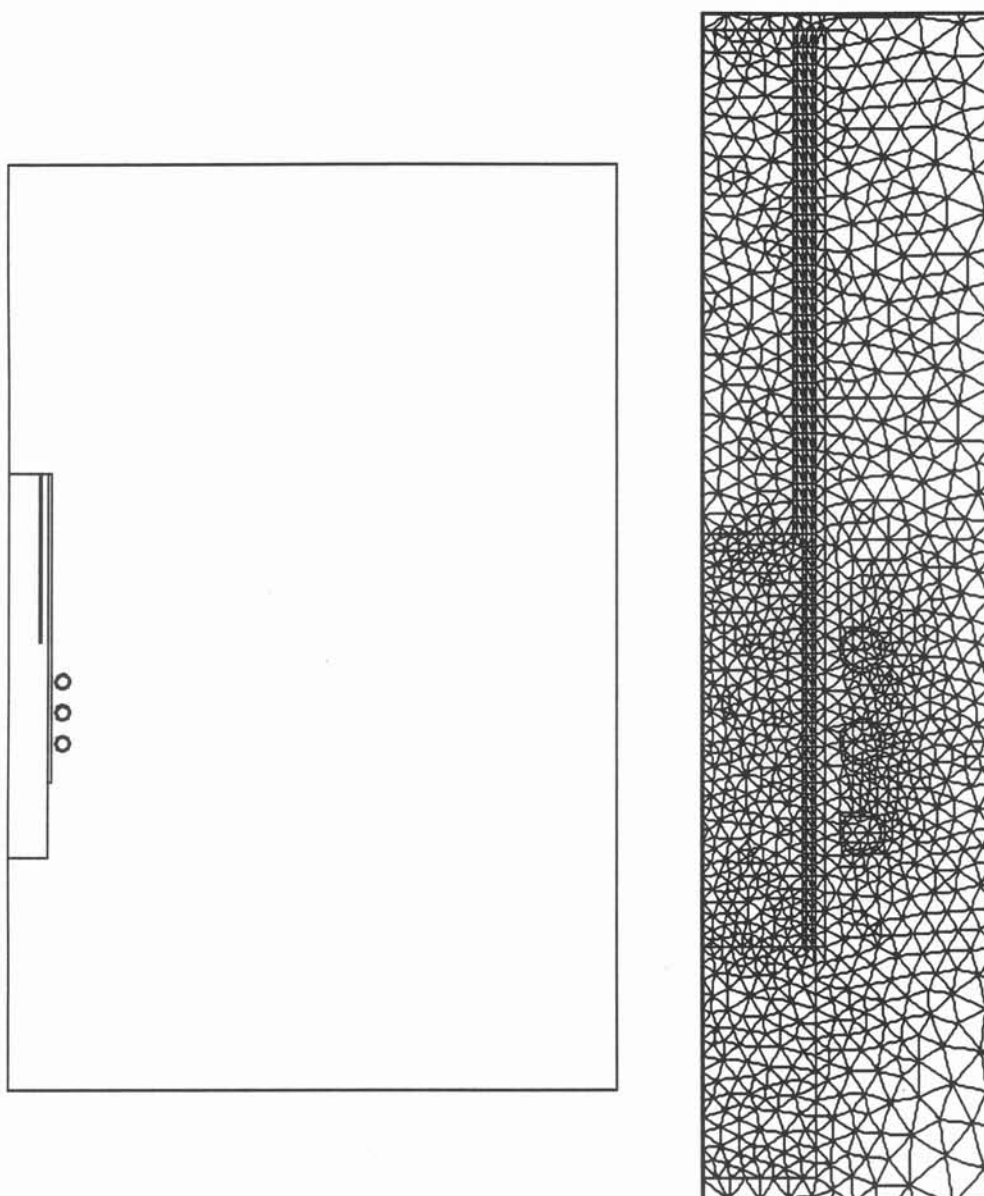


Figure II-11 : évolution de la géométrie et du maillage  
pour les résolutions magnétique et thermique.

Enfin, dans le but connaître le comportement du plasma en sortie de torche, la région où sont affectées les propriétés de l'argon est prolongée.

Le même maillage est utilisé pour les résolutions magnétique et thermique, ceci afin d'éliminer les erreurs d'interpolation qui conduisent à des valeurs de densité de puissance négatives, véritable trou d'énergie, qui faussent totalement les résultats. A titre d'exemple, dans les mêmes conditions de fonctionnement, la température maximale du plasma passait de 4 000 K à 14 400 K entre les 2 configurations.

De plus, nous gagnons un temps de calcul sensible pour le passage des tableaux de valeurs entre les 2 équations (magnétique et thermique).

## II-6-2 - Maillage pour la résolution hydrodynamique

Par rapport aux calculs magnétique et thermique, un noeud de pression est ajouté au centre de chaque maille dans le calcul mécanique : l'équation est à 3 inconnues ( $V_r$ ,  $V_z$ ,  $P$ ). Les interpolations entre les noeuds du maillage et les points d'intégrations sont effectuées à l'aide de polynômes de degré 2 (0 pour la pression). Nous ne pouvons donc garder le même maillage pour les trois équations. La géométrie est conservée (excepté pour l'inducteur qui est simplifié) et reprend les dimensions de la thermique.

## II-6-3 - Hypothèses simplificatrices

Ne connaissant pas le comportement du logiciel FLUX - EXPERT (plus généralement de la méthode aux éléments finis) pour la modélisation des écoulements de gaz, où les variations de propriétés physiques sont très importantes, nous avons voulu, dans un premier temps, utiliser une équation destinée aux écoulements de métaux liquides. Nous sommes donc dans une hypothèse d'incompressibilité qui est d'autant plus fausse que la température est basse. En effet, l'hypothèse d'incompressibilité revient à négliger le terme  $\vec{U} \cdot \vec{\text{grad}} \rho$  dans l'équation :

$$\text{div}(\rho \vec{U}) = \rho \text{div} \vec{U} + \vec{U} \cdot \vec{\text{grad}} \rho = 0$$

et la masse volumique présente une forte variation pour les températures inférieures à 2000 K (figure II-2b )

Les forces électromagnétiques sont également négligées pour isoler les phénomènes hydrodynamiques et leur influence sur la température.

## II-6-4 - Premiers calculs

En entrée de torche, le profil des vitesses est parabolique avec :

$$V_{\max} = 1 \text{ m/s pour le gaz annulaire}$$

$$V_{\max} = 0.1 \text{ m/s pour le gaz plasmagène}$$

correspondant respectivement à des débits approximatifs de 34 l/min et 4 l/min.

*Conditions aux limites :*

- composante radiale de la vitesse imposée nulle sur l'axe de la frontière et l'entrée de la torche;
- sur toute paroi solide, la vitesse est imposée à 0.

*Conditions initiales :*

Les trois inconnues sont prises nulles ou tabulées à partir d'un fichier de valeurs obtenues par une résolution antérieure.

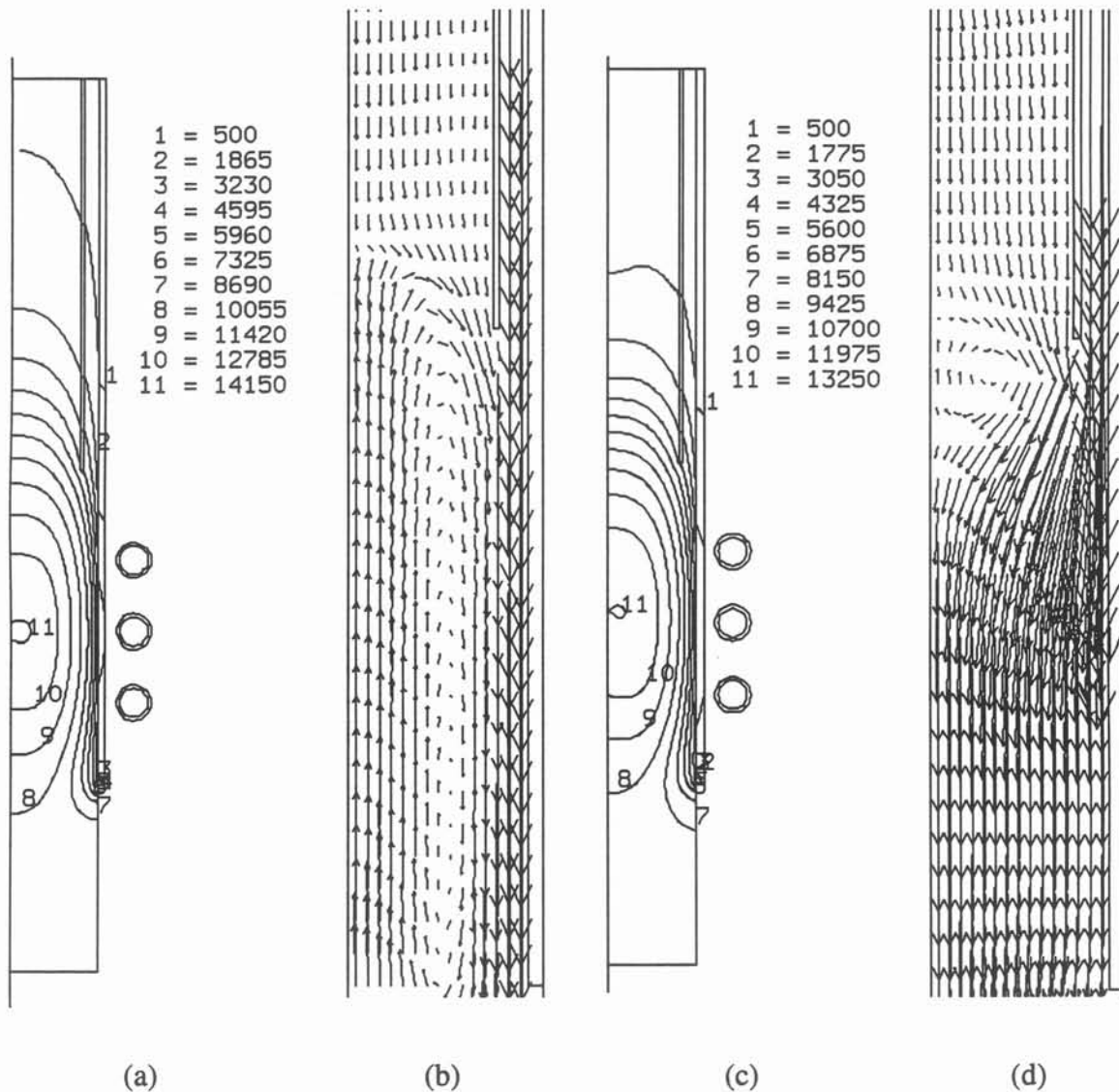


Figure II-12 : couplage thermique-mécanique. Champs de vitesse et isothermes(K).

La valeur maximale de la vitesse est 0,92 m/s.

Un bouclage entre les résolutions thermique et mécanique donne les résultats suivants :

- 1 - isothermes à vitesse nulle (figure II-12a);
- 2 - champ de vitesse à température constante (figure II-12-b);

3 - modification des isothermes à partir d'un résultat thermique antérieur obtenu à vitesse nulle (figure II-12-c);

4 - nouveau champ de vitesse avec des isothermes (figure II-12-d).

Une zone tourbillonnaire se forme au niveau de l'arrivée du gaz annulaire dans la torche. Ainsi, l'introduction de poudre par gravité ne permettrait pas à celle-ci de pénétrer dans le coeur du plasma et elle ressortirait du réacteur sans être purifiée. Ce phénomène, d'origine purement hydrodynamique, ne peut être qu'amplifié par les forces électromagnétiques qui provoquent un vortex de même nature.

L'adjonction d'une canne d'introduction parcourue par un gaz vecteur est donc une nécessité : ce résultat s'accorde totalement avec ceux de la littérature.

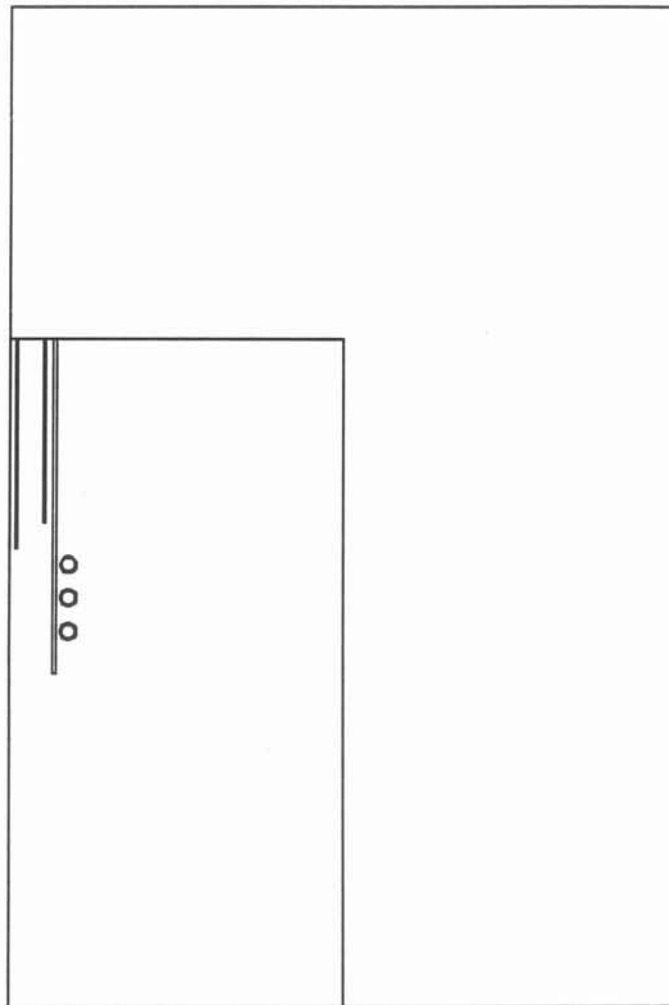


Figure II-13 : géométrie finale avec injecteur.

## II-6-5 - Géométrie finale et prise en compte du rayonnement interne

La canne d'injection est constituée d'un tube de silice de 6 mm de diamètre intérieur et 1 mm d'épaisseur. Elle pénètre dans la torche sur une longueur de 120 mm (figure II-13).

De plus, le domaine de calcul (région ARGON) est sensiblement élargi afin d'imposer une condition aux limites sur la température de type DIRICHLET ( $T = 300 \text{ K}$ ) sans modifier les isothermes dans la torche; jusqu'à présent, il n'y avait aucune condition sur la région linéique de sortie, ce qui imposait  $\frac{dT}{dn} = 0$

Enfin, dans l'hypothèse d'un plasma optiquement mince (le rayonnement interne ne chauffe pas le plasma), nous introduisons les pertes par rayonnement, dont l'expression est donnée en II.4. Dans l'équation de la thermique, les sources ne sont plus  $Q_{TH}$  mais  $Q_{TH} - Q_{RAY}$ . L'évolution des isothermes à vitesse nulle au cours de 4 bouclages magnétique - thermique est indiquée sur la figure II-14 avec  $j = 2,5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$  et une vitesse de gaz nulle.

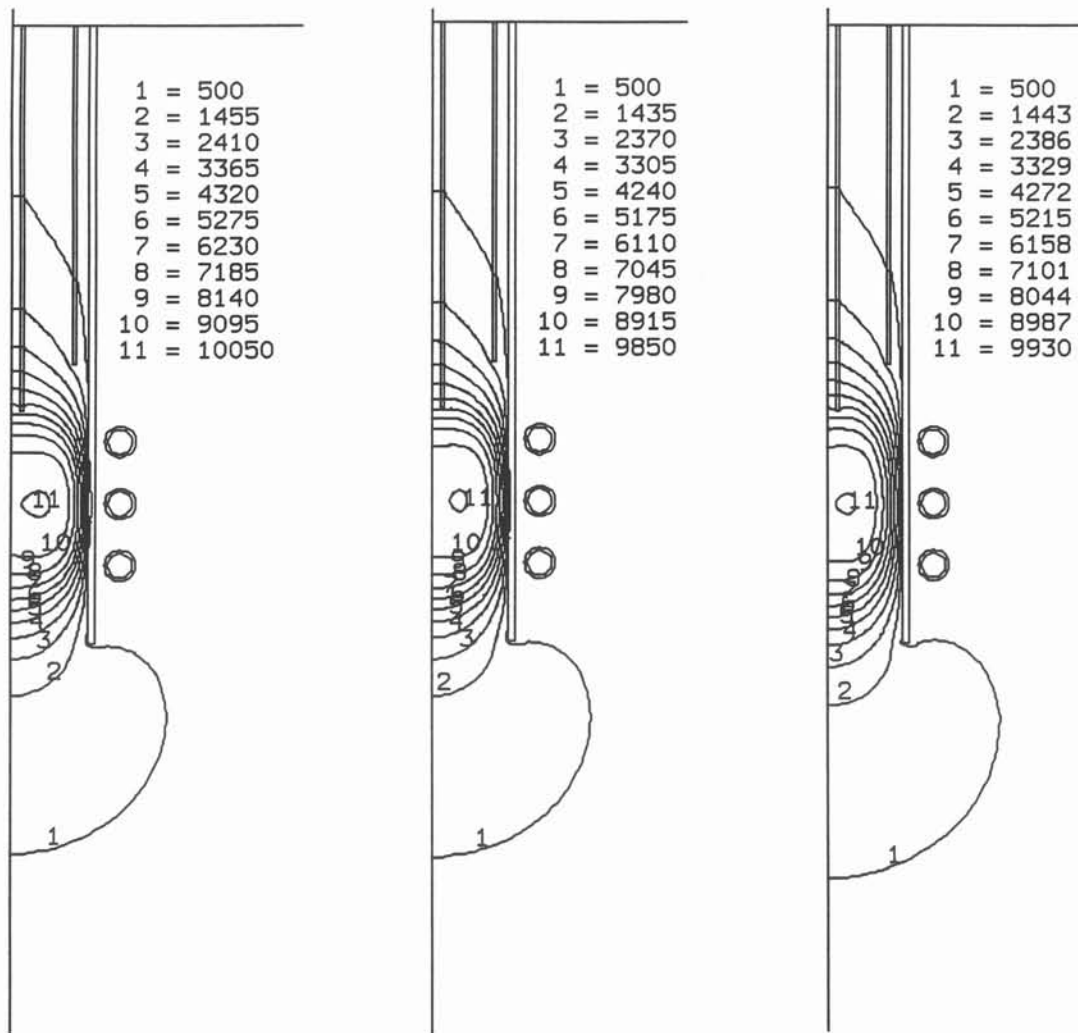


Figure II-14 : évolution des isothermes au cour de trois bouclages thermique-magnétique en tenant compte des pertes par rayonnement (hypothèse d'un plasma optiquement mince).

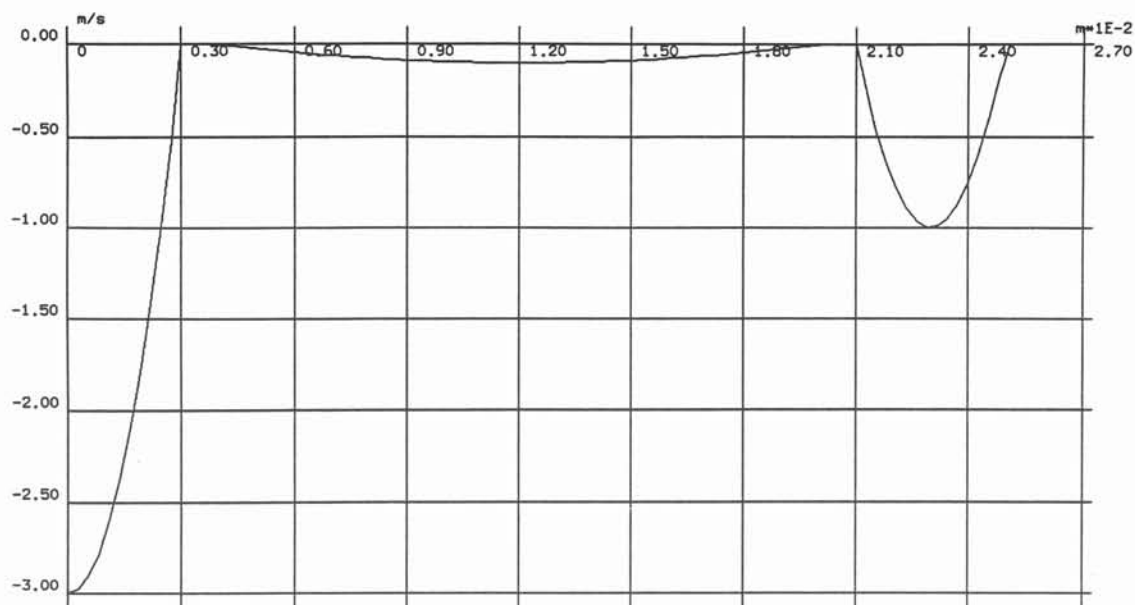


Figure II-15 : profil de vitesse imposé en entrée de torche ( $V_r=0$ ).

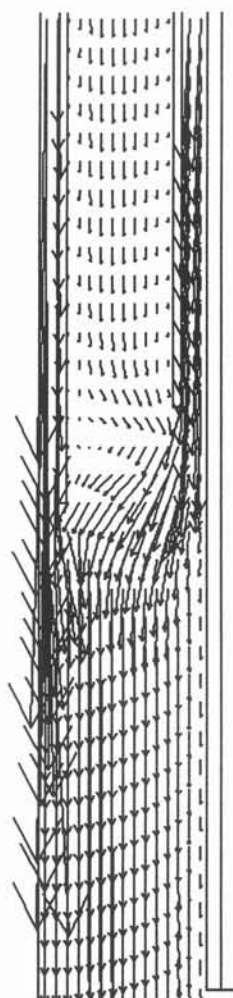


Figure II-16 : écoulement dans la torche (la vitesse maximale est 2,67 m/s).

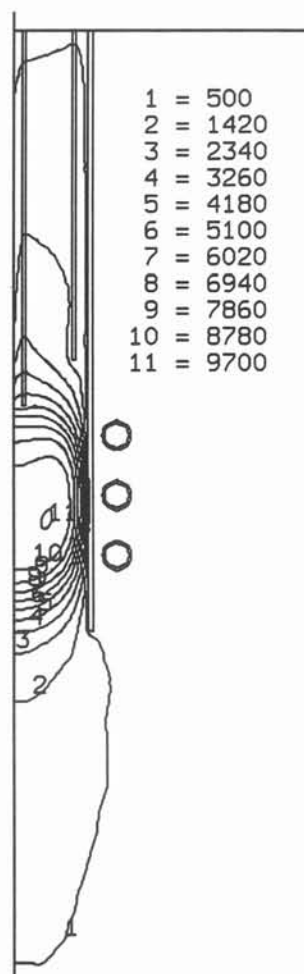


Figure II-17 : isothermes obtenues avec l'écoulement représenté sur la figure II-16.

## II-6-6 - Couplage mécanique-thermique

Le résultat thermique précédent est tabulé et récupéré dans la résolution mécanique. Avec une vitesse maximale de 3 m/s dans l'injecteur et un profil parabolique imposé en entrée de torche (cf. figure II-15), nous obtenons le champ de vitesse représenté sur la figure II-16 : il y a persistance d'une zone tourbillonnaire, mais située en amont de la sortie du tube injecteur donc a priori non invalidante pour l'introduction de poudres.

Les isothermes obtenus à partir de cet écoulement présentent un profil nettement plus allongé (figure II-17). L'effet de vitesse est très sensible sur les isothermes des gaz vecteur et annulaire, mais il n'y a pas une pénétration au coeur du plasma comme nous l'aurions souhaité. Ceci est une conséquence directe de la forte variation de viscosité dans cette région du plasma (figure II-18) : le rapport des valeurs entre l'entrée et la sortie de l'injecteur est de 10.

Les températures relevées dans l'injecteur sont trop élevées. En effet, celui-ci est normalement refroidi et nous n'avons imposé aucune condition aux limites sur sa paroi. Pour une modélisation plus réaliste où nous tiendrions compte de l'influence de l'injecteur sur les résultats, il faut considérer une canne en cuivre creuse avec une condition de DIRICHLET ( $300 \leq T \leq 350$  K) sur les parois internes. C'est ce qui est utilisé expérimentalement : tube en cuivre de 9/18 avec refroidissement par eau.

Les forces électromagnétiques (figure II-19) présentent un module maximum d'environ 400 Newtons. Leur présence est à l'origine d'un phénomène tourbillonnaire au niveau de l'inducteur dont il va falloir tenir compte dans l'étape suivante de la modélisation.

## II-6-7 - Influence des forces électromagnétiques.

La présence simultanée des densités de courants induits et de l'induction magnétique donne naissance à des densités de forces de Laplace dirigées vers l'intérieure du domaine électro-conducteur (rappel du chapitre I) :

$$\vec{F}_e = \vec{j} \wedge \vec{B}$$

Ces densités peuvent se mettre sous la forme :

$$\vec{F}_e = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \text{ grad}) \vec{B} - \text{grad} \frac{B^2}{2\mu_0}$$

et sont la somme de deux termes :

$$\vec{F}_e = \vec{F}_{irrot} + \vec{F}_{rot}$$

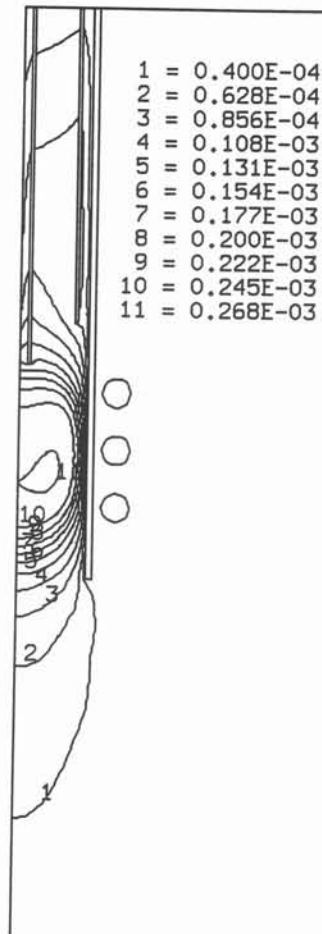


Figure II-18 : isovaleurs de viscosité mettant en évidence de forts gradients au niveau de l'injection de la poudre.

- un terme irrotationnel à l'origine d'une pression électromagnétique qui confine le plasma et évite tout contact avec la torche :

$$\vec{F}_{irrot} = \frac{\vec{\nabla} B^2}{2\mu_0}$$

- un terme rotationnel à l'origine de mouvements circulants dans le plasma :

$$\vec{F}_{rot} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \vec{\nabla}) \vec{B}$$

Le rapport entre ces deux termes est donné par la relation :

$$\frac{F_{rot}}{F_{irrot}} \sim \frac{\delta}{R}$$



où  $\delta$  est l'épaisseur de peau électromagnétique (précédemment définie) et  $R$  le rayon du plasma.

Dans notre cas, si nous considérons un plasma de température moyenne  $T_M=8000$  K, nous avons :

$$\delta = \left( \frac{2}{\mu_0 \sigma \omega} \right)^{1/2} = 1,29 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$R \approx 20 \text{ mm} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

Ainsi 
$$\frac{F_{\text{rot}}}{F_{\text{irrot}}} = 1,55$$

soit une légère prédominance des forces convectives par rapport aux forces de pression, qui restent cependant du même ordre de grandeur.

Les valeurs obtenues à partir de la résolution magnétique (figures 19 et 20) sont tabulées et injectées dans la résolution mécanique.

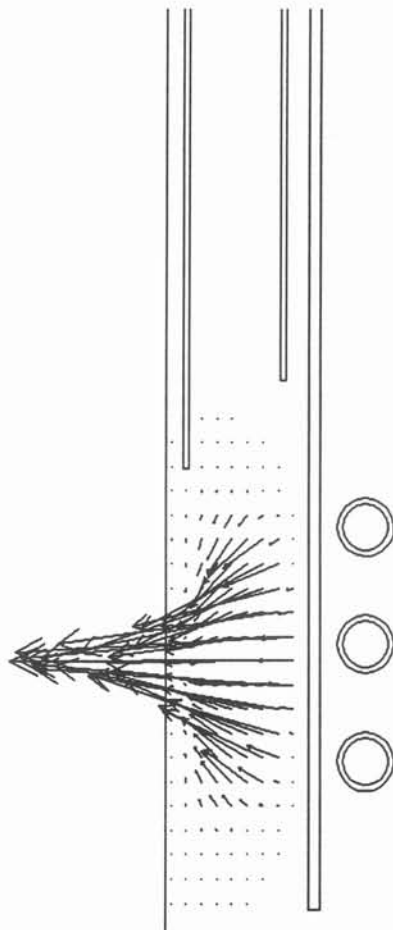


Figure II-19 : densité de forces électromagnétiques.

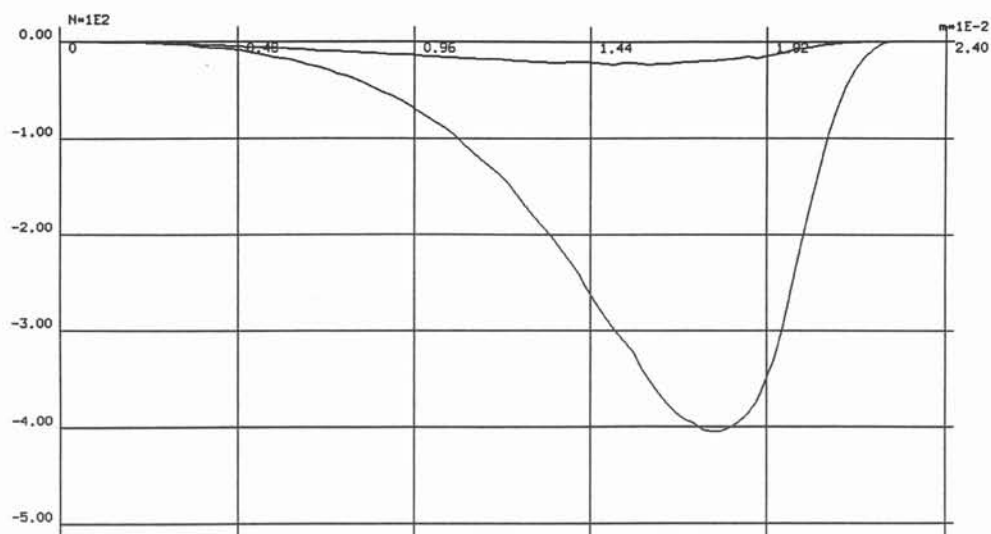


Figure II-20 : évolution de la densité de force électromagnétique ( $F_r$  et  $F_z$ ) le long du rayon situé au niveau de la seconde spire de l'inducteur ( $Z = 45$  mm ).

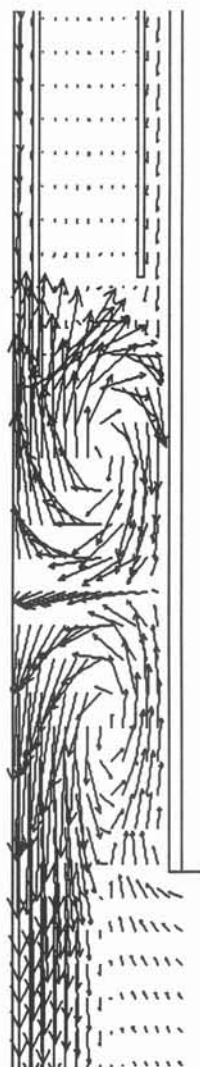


Figure II-21 : vecteurs vitesse en sortie de torche.

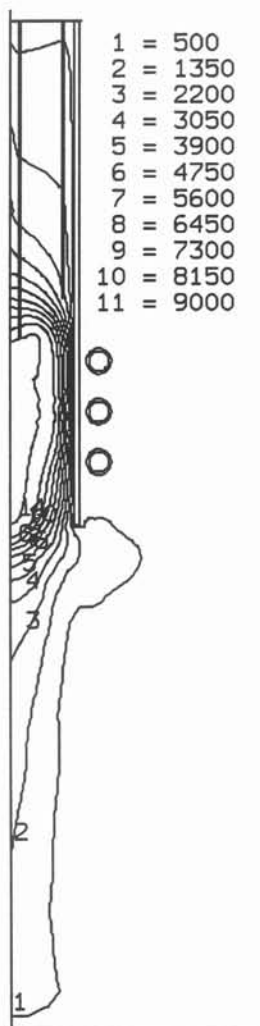


figure II-23 : isothermes obtenues avec l'écoulement représenté ci-contre.

Les fortes variations nécessitent un maillage relativement fin pour éviter la divergence des calculs mais également les erreurs d'interpolation. De façon plus générale, il aurait été plus judicieux d'interpoler le potentiel vecteur par rapport aux forces qui n'ont pas une expression linéaire ( de la forme  $\vec{A} \wedge \vec{\text{rot}}\vec{A}$  ) et de limiter ainsi les phénomènes de rebonds numériques.

Comme prévu, les forces électromagnétiques donnent naissance à un fort phénomène tourbillonnaire au niveau de l'inducteur, au point d'annuler l'effet bénéfique de l'injecteur constaté précédemment : les poudres qui arriveraient dans le plasma seraient immédiatement refoulées à la périphérie de la torche, à la paroi froide, et ne subirait aucun traitement thermique.

Les vitesses obtenues sont de l'ordre de 7 à 8 m/s alors que la vitesse maximale dans l'injecteur est de 3 m/s (figures 21 et 22). Il s'avère que les vitesses imposées en entrée de torche sont trop faibles en comparaison des vitesses obtenues par les phénomènes électromagnétiques, et le résultat de modélisation obtenu ne peut être considéré comme réaliste.

Les isothermes obtenus montrent un allongement significatif en sortie de torche ainsi qu'une homogénéisation des valeurs de la température au niveau de l'inducteur due au brassage important par les forces électromagnétiques (figure 23).

Le profil de température suivant le rayon montre une forte décroissance au niveau de la paroi : elle passe de 9000 K à 500 K sur 10 mm soit un gradient moyen de 900 K/mm.

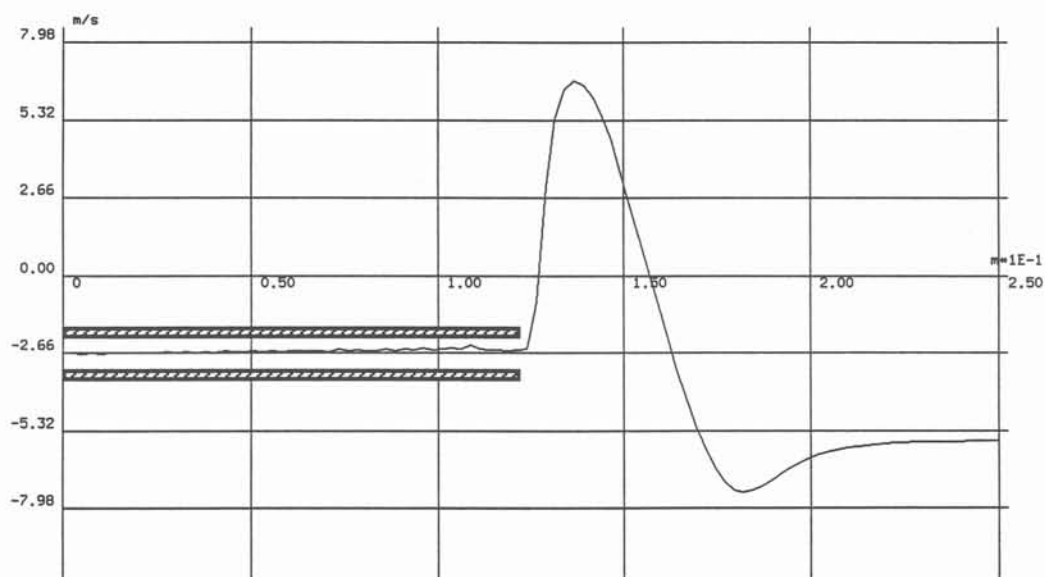


Figure II-22 : profil de vitesse sur l'axe de la torche.  
L'injecteur est représenté en surface hachurée.

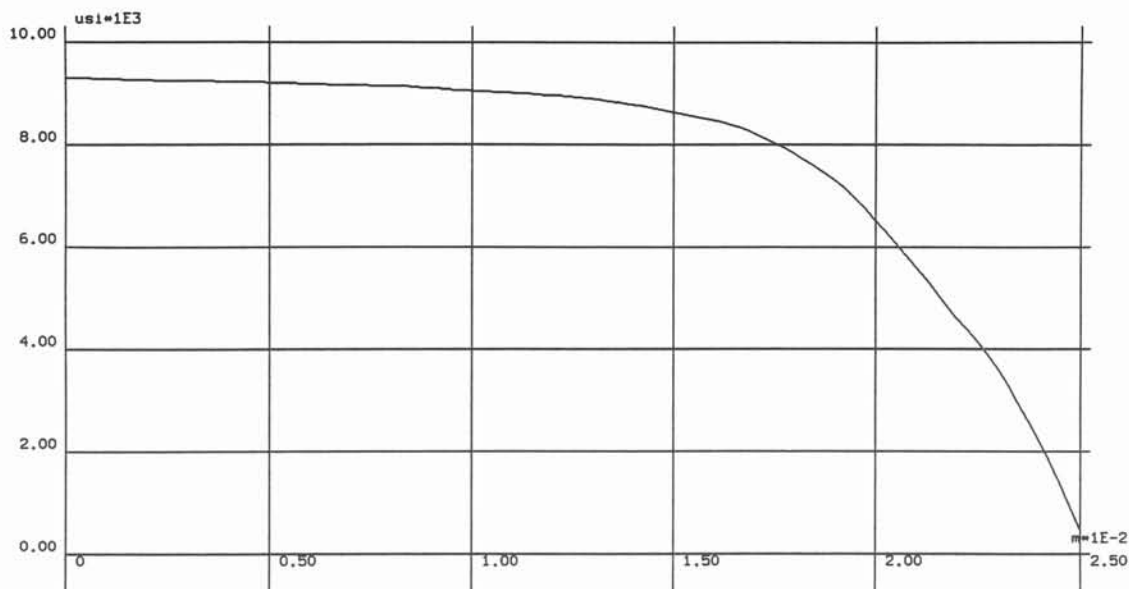


Figure 24 : profil de température (K) au niveau du centre de l'inducteur.

Les propriétés physiques de l'argon ont évidemment le même profil et nous nous attacherons à étudier l'évolution de la conductivité électrique (figure 25), qui pose le problème du calcul de l'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$  où vont se localiser les courants de Foucault.

Rappelons la relation qui permet de la calculer :  $\delta = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \sigma \omega}}$

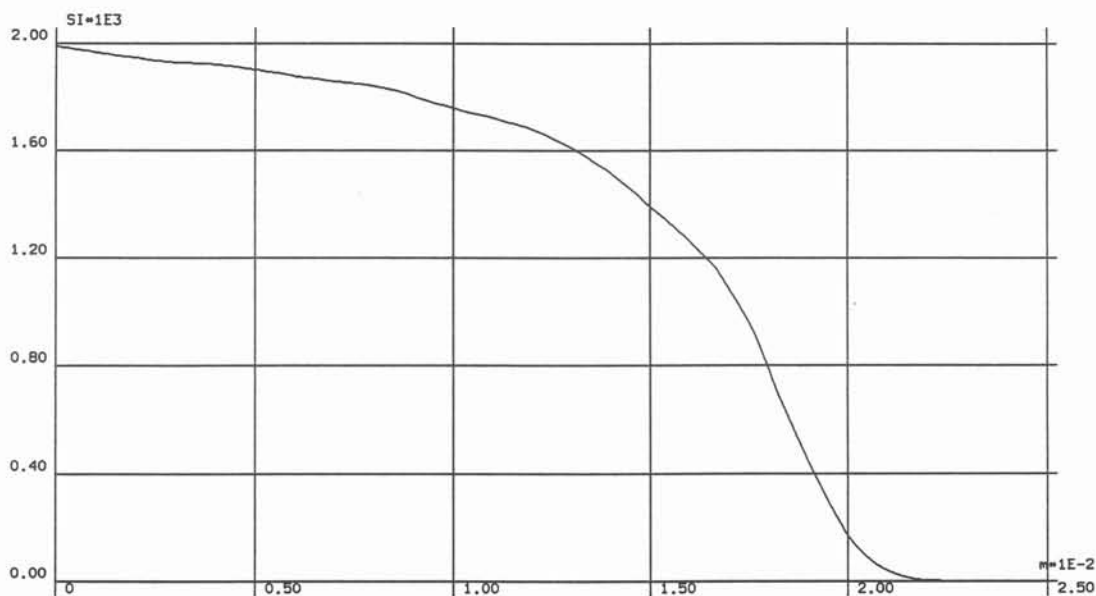


Figure II-25 : profil de la conductivité électrique sur le rayon de la torche ( $\Omega.m$ ,  $Z=45$  mm).

Pour un métal où la température est relativement homogène et connue ( $T = T_F$ ) dans la charge en fusion, le calcul de cette grandeur n'est pas un problème. Dans le cas d'un plasma, le rapport entre valeurs extrêmes est de l'ordre de  $10^{10}$ . Ainsi, on peut considérer la flamme plasma non conductrice dès  $T \leq 5000$  K, point situé à 3 mm de la paroi. Le comportement d'un plasma est donc à rapprocher de celui d'un verre où la fusion se fait en auto-creuset (une pellicule de verre solide et non conductrice isole le bain liquide de la paroi) et d'un métal pour les valeurs de la conductivité au centre. Cela rejoint l'observation faite au chapitre I quant à l'évolution du comportement électrique du plasma pendant la phase de démarrage.

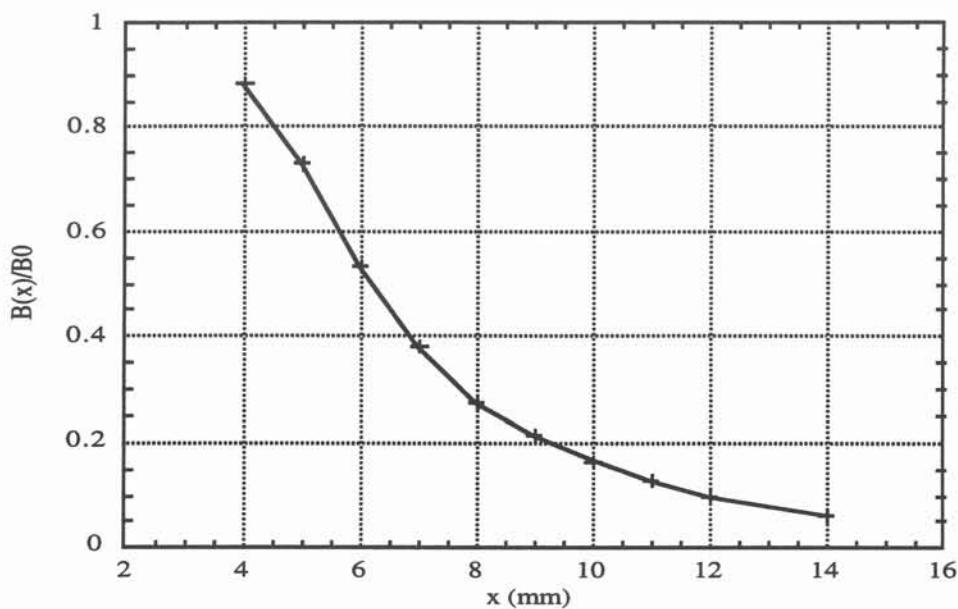


Figure II-26 : évolution du rapport  $B(x)/B_0$  en fonction de la distance à la surface  $x$

Le problème du calcul de  $\delta$  qui donne la loi de décroissance du champ magnétique dans la peau est donc lié au choix de la valeur de la conductivité électrique.

Dans l'expression :

$$B(x) = B_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right)$$

où  $x$  est la distance à la surface, on considère implicitement que l'épaisseur de peau est atteinte lorsque  $B(\delta) = B_0/e$ , soit environ 1/3 de la valeur en surface. Cela correspond pour nous à une épaisseur de peau de 7 mm (figure 26), valeur inférieure à celle préconisée pour

l'obtention d'un plasma d'argon ( $R/\delta = 1,5$  soit 1,2 mm d'après REBOUX).

Les modifications des vitesses d'entrée des gaz ne modifient pas le comportement global du plasma ; une étude a été menée avec les données suivantes :

- gaz plasmagène :  $V1 = 1$  m/s ( $D1 = 50$  l/mn),
- gaz injecteur :  $V2 = 10$  m/s ( $D2 = 11,3$  l/mn),
- gaz annulaire :  $V3 = 1$  m/s ( $D3 = 78,4$  l/mn).

L'inversion des vitesses persiste au niveau de l'injecteur et s'explique une fois de plus par la forte viscosité de l'argon à haute température (figure II-26). Abaisser la canne d'injection au niveau du milieu de l'inducteur serait le meilleur palliatif au phénomène tourbillonnaire comme nous avons pu le constater expérimentalement.

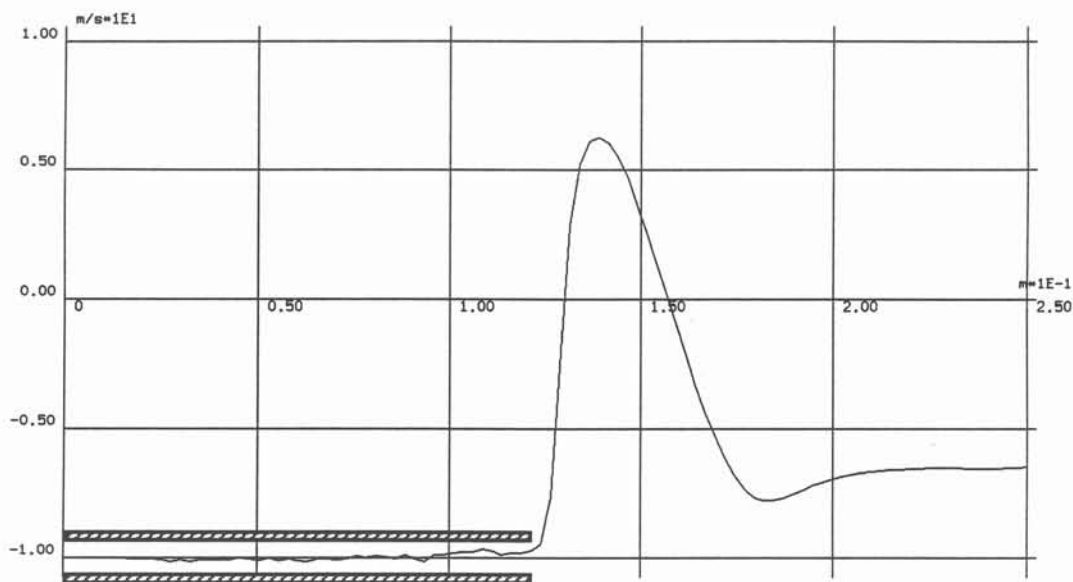


Figure II-26 : profil de vitesse sur l'axe de la torche avec une vitesse maximale de 10 m/s dans l'injecteur.

### III - CONCLUSION

Le travail présenté ici constitue une première approche de la modélisation d'une torche à plasma inductive. Les hypothèses et simplifications principales sont :

- torche en cage quartz ;
- fluide incompressible ;
- conditions aux limites de type DIRICHLET ;

- plasma optiquement mince.

Trois équations distinctes permettent la résolution complète du problème, caractérisé par le couplage des phénomènes suivant :

- **magnétique** : calcul de la répartition du potentiel vecteur dont la valeur permet la détermination des densités de puissance et des forces électromagnétiques agissant sur le fluide (ici de l'argon ionisé) ;

- **thermique** : estimation des isothermes dans et en sortie de torche à partir des densités de puissance calculées en magnétique. En comparaison du problème classique de la fusion d'une charge métallique, les propriétés physiques mises en jeu (capacité calorifique, conductivité thermique et masse volumique) présentent d'importantes variations dues aux gradients de températures dans le domaine de calcul ( $300 < T < 10000$  K) ainsi qu'à leur caractère fortement non linéaire en fonction de cette dernière.

- **mécanique** : les écoulements dans la flamme plasma sont déterminés en tenant compte des forces électromagnétiques et des variations de la viscosité et de la masse volumique avec la température.

L'étude a essentiellement porté sur :

- l'influence de l'utilisation d'une *canne d'injection* pour introduire les poudres au coeur du plasma ; son efficacité, montrée dans une première étude, a été remise en question par la prise en compte des forces électromagnétiques dont l'effet tourbillonnaire crée un vortex qui rejeterait les poudres à la périphérie de la torche. La solution à ce problème pourrait venir du déplacement de l'injecteur vers une position plus centrée par rapport à l'inducteur, puisque, comme nous l'avons vérifié, l'utilisation de vitesses plus importantes (de l'ordre de 10 m / s) ne modifie en rien le phénomène tourbillonnaire.

- les valeurs de températures et de vitesses en *sortie de torche*. En effet, dans le cadre de l'utilisation de ce procédé pour des traitements thermiques (fusion et purification de poudres, pulvérisation de particules projection thermique, enrobage de poudres,...), la part de la flamme présente dans la torche au niveau de l'inducteur ne représente qu'environ 30 % du volume total, et de nombreux phénomènes peuvent encore intervenir dans le panache de sortie.

Globalement, les résultats obtenus sont représentatifs des données trouvées dans la littérature :

- températures maximales d'environ 10 000 K, centrées sur l'axe de la torche dans un volume torique ;

- valeurs des vitesses de l'ordre de 10 m / s.

Les regrets que l'on peut formuler concernent bien entendu l'absence de recoupement avec des données expérimentales dont la rareté dans la littérature n'a d'égal que les efforts (humain et financier) à fournir pour y accéder.

Les techniques classiques d'appréhension des phénomènes mis en jeu, à savoir :

- installation spectroscopique,
- diagnostic des vitesses par anémométrie laser,
- caméra ultra rapide,

sont d'un coût et d'une mise en oeuvre rédhibitoire pour le cadre que nous nous étions fixé dans cette approche de la modélisation d'un plasma inductif.

Quant aux perspectives générales de modélisation d'une torche à plasma inductif, deux possibilités sont envisageables :

- persévérer dans la voie ouverte de la modélisation extrêmement pointue des différents phénomènes couplés avec notamment la prise en compte d'une cage métallique, siège elle-même de courants induits, pour envisager ensuite l'introduction de particules

- ou bien changer radicalement d'orientation pour se tourner vers une modélisation de type génie des procédés en considérant la torche comme un réacteur global avec réactifs d'entrée et produits de sortie.

Cette seconde possibilité présente un caractère plus industriel et permettrait un diagnostic efficace du procédé, notamment dans le cas de la fusion de poudre, plus difficile à appréhender à travers la première solution.



## BIBLIOGRAPHIE

BONET, DAGUENET, DUMARGUE, *Etude théorique de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique*, Int. J. Heat Mass Transfer, 17, pp 643-654, 1974.

M.I. BOULOS, *Flow and Temperature fields in the fire-ball of an inductively coupled plasma*, IEEE Trans. on Plasma Science, PS-4, 1, pp 28-39.

M.I. BOULOS, *Heating of powders in the fire ball of an induction plasma*, IEEE Trans. on Plasma Science, PS-6 (2), pp 93-106, juin 1978.

E. BOURDIN, P. FAUCHAIS, M.I. BOULOS, *Transient Heat Conduction under Plasma Conditions*, Int. J. Heat Mass Transfer, 26 (4), pp 567-582, 1983

J.D. CHASE, *Theoretical and experimental investigation of pressure and flow in induction plasma*, J. Applied Phys., 42 (12), pp 4870-4879, 1971.

R.S. DEVOTO, *Transport coefficients of ionized argon*, Phys. Fluids, 16 (5), pp 616-623, 1973.

K. DRELLISHAK, C.F. KNOPP, A.B. CAMBEL, *Partition fonction and thermodynamic properties of argon plasma*, Phys. Fluids, 6 (9), 1963.

M. EL-HAGE, J. MOSTHAGIMI, M.I. BOULOS, *A turbulent model for the rf inductively coupled plasma*, J. Appl. Phys. 65 (11), pp 4178-4185, juin 1989.

K. IWAI, R. TAMAOKI, K. SASSA, S. ASAI, *A hybrid process of a cold crucible with a plasma heating*, Proceeding "Energy Transfer in Magneto Hydro Dynamic", Cadarache, 1991.

JOSHI, LIANG, PARK, BATDORF, *Effect of quenching conditions on particle formation and growth in thermal plasma synthesis of fine powders*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1990.

J. MAXEY, *Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow*, Phys. Fluids 26 (4), pp 883-889, 1983.

M.R. MEKIDECHE, *Contribution à la modélisation numérique de torche à plasma d'induction*, 1993.

R.C. MILLER, R.J. AYEN, *Temperature profiles and energy balance for an inductively coupled plasma torch*, J. Appl. Phys., 40 (13), pp 5260-5273, 1969.

J.W. McKELLIGET, N. EL-KADDAH, *The effect of coil design on materials synthesis in an inductively coupled plasma*, J. Appl. Phys., 64 (6), pp 2948-2954, 1988.

J. MOSTAGHIMI, P. PROULX, M.I. BOULOS, *Computer modeling of the emission pattern for a spectrochemical ICP*, Spectrochimica Acta, 40B (1/2), pp 153-166, 1985.

J. MOSTAGHIMI, M.I. BOULOS, *Two-Dimensional electromagnetic field effects in induction plasma modelling*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 9 (1), pp 25-43, 1989.

J. MOSTAGHIMI, M.I. BOULOS, *Effect of frequency on local thermodynamic equilibrium conditions in an inductively coupled argon plasma at atmospheric pressure*, J. Appl. Phys., 68 (6), pp 2643-2648, 1990.

P. PROULX, J.F. BILODEAU, *A model for ultrafine powder production in a plasma reactor*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 11 (3), pp 371-383, 1991.

P. PROULX, J. MOSTAGHIMI, M.I. BOULOS, *Plasma particles interaction effects in induction plasma modeling under dense loading conditions*, Int. J. Heat Mass Transfer, 28 (7), pp 1327-1336, 1985.

P. PROULX, J. MOSTAGHIMI, M.I. BOULOS, *Heating of powder in an R.F. inductively coupled plasma under dense loading conditions*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 7 (1), pp 29-51, 1987.

UESUGI, NAKAMURA, T. YOSHIDA, K. AKASHI, *A tandem radio-frequency plasma torch*, J. Appl. Phys., 64 (8), pp 3874-3879, 1988.

N.B. VARGAFTIG, *Tables on the thermophysical properties of liquids and gases*, pp 543-575, Hemisphere Publishing Corporation.

D. WEI, FAROUK, D. APELIAN, *Melting metal powders in an inductively coupled R.F. plasma torch*, Met. Trans. B, 19B, pp213-226, avril 1988.

T. YOSHIDA, K. AKASHI, *Particle heating in a radio-frequency plasma torch*, J. Appl Phys., 48 (6), pp2252-2260, 1977.

G.Y. ZHAO, J. MOSTAGHIMI, M.I. BOULOS, *The induction plasma chemical reactor : part I. Equilibrium model*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 10 (1), pp 133-150, 1990.

G.Y. ZHAO, J. MOSTAGHIMI, M.I. BOULOS, *The induction plasma chemical reactor : part II. Kinetic model*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 10 (1), pp 151-166, 1990.

## **CHAPITRE III**

### **MISE AU POINT DU PILOTE INDUSTRIEL**



Nous abordons dans cette partie le travail réalisé pour la mise au point du dispositif de fusion continue par plasma inductif, et son évolution à partir du montage effectué par la Société EXTRAMET.

Les problèmes auxquels nous avons été confrontés relèvent des domaines de la thermique (échauffement de certaines pièces), de l'électrotechnique (fonctionnement optimal du générateur), de l'électrostatique (phénomène d'arcs électriques entre les différents éléments du montage) et enfin du génie des procédés (optimisation de l'introduction des poudres).

L'objectif de ce travail était l'obtention d'un outil industriel permettant la fusion en CONTINU de poudres réfractaires : nous nous sommes donc attachés à mettre en oeuvre un réacteur d'une relative simplicité d'utilisation et, surtout, ayant un comportement stable sur une échelle de quelques heures de fonctionnement.

## **I - MONTAGE INITIAL (S<sup>té</sup> EXTRAMET)**

### **CONFIDENTIEL**

## **II - MODIFICATIONS ET OPTIMISATION**

### **II-1 - MODIFICATION GENERALE DE L'ENCEINTE**

#### **CONFIDENTIEL**

### **II-2 - ADAPTATION ELECTRIQUE**

Le travail a essentiellement porté sur l'élément de liaison entre le générateur et le système plasma : l'INDUCTEUR. En effet, ce que nous entendons par adaptation électrique est le respect d'une impédance électrique de fonctionnement optimale  $Z_{opt}$  donné par le constructeur :

$$Z = \frac{U^2}{P} = \frac{7500^2}{60.10^3} = 937 \, \Omega$$

où  $U = 7500 \, V$  représente la tension maximale fournie par le générateur aux bornes de l'inducteur et  $P = 60 \, kW$  la puissance résultante.

Cette valeur d'impédance est à relier à celle donnée par les cadrans du pupitre de commande : les valeurs maximales sont  $U = 12 \text{ kV}$  et  $I = 9 \text{ A}$ . Elles correspondent aux valeurs de la tension et de l'intensité continues mesurées aux bornes de la triode. C'est ce rapport que nous chercherons à approcher sachant que :

- l'impédance d'un circuit RLC parallèle est  $Z = \frac{L}{RC}$ , avec une faible marge de manoeuvre sur C (2000 à 2500 pF).

- les variations d'impédance sont très importantes entre les fonctionnements à vide, avec un plasma froid (phase de démarrage), puis un plasma thermique (à pression atmosphérique).

### II-2-1 - Description d'un générateur à triode

Les développements récents dans la conception des générateurs de puissance permettent la mise à disposition de deux technologies qui se distinguent par leur gamme d'utilisation en fréquence.

- les générateurs à transistors, qui couvrent la gamme des 50-400 kHz et qui sont donc destinés à des applications de dimensions (donc de puissance) importantes;
- Les générateurs à triode, pour les fréquences de l'ordre du mégahertz et qui ne dépassent pas une puissance de 100 KW pour ces fréquences.

C'est ce dernier type de convertisseur qui nous intéresse et que nous allons décrire à présent. Il se compose (fig. II.5) :

- d'un gradateur triphasé pour le réglage de la puissance,
- d'un transformateur élévateur 380 V/12kV pour l'obtention de la haute tension alternative,
- d'un redresseur en pont de Graëtz donnant la haute tension continue appliquée à la triode,
- d'un filtre de courant ("self de choc"),
- d'une partie oscillateur composée d'une triode de puissance et d'un circuit de réaction de grille,
- du circuit d'adaptation : condensateurs et inducteur (circuit oscillant).

Le rendement de ces générateurs avoisine les 70 % (rapport de la puissance utile à

l'inducteur sur la puissance réseau), valeur inférieure de 20 % à celle obtenue pour la technologie à transistors, qui ne peuvent fonctionner au delà de 500 kHz.

Le circuit d'adaptation -ou circuit oscillant- permet par la valeur de ses différents composants le réglage de la fréquence d'oscillation du générateur :

$$LC \omega^2 = 1 \text{ ou } \omega = 2\pi f \text{ est la pulsation.}$$

- L : self définie par l'ensemble inducteur-torche-charge (ici le plasma)
- C : capacité intégrée au générateur. Elle est composée de 2 capacités, l'une de valeur fixe ( $C_1 = 2000 \text{ pF}$ ), la seconde ( $0 \leq C_2 \leq 500 \text{ pF}$ ) permettant un réglage fin de la fréquence entre 3 et 3,5 MHz.

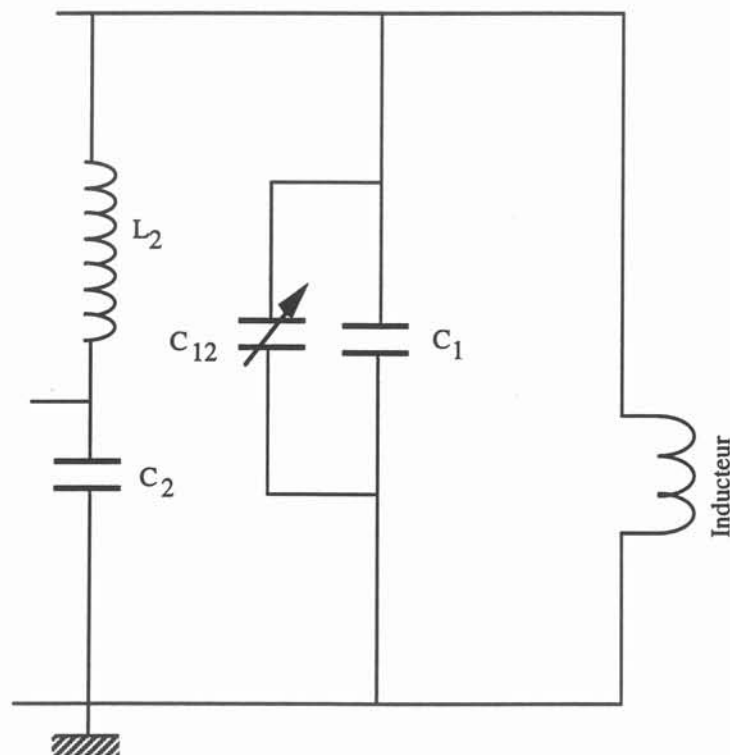


Figure II-5 : schéma électrique d'un générateur à triode (CO et contre réaction).

Remarque : la modification de la capacité du circuit oscillant pour contrôler la fréquence influe également sur l'impédance du système à deux niveaux (sans tenir compte du plasma) :

- valeur de C,
- valeur de la résistance, notamment pour l'inducteur : l'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$ , donc la section de passage du courant, varie comme l'inverse de  $\sqrt{f}$ .

Ainsi,  $R = \rho L/S$  varie comme  $\sqrt{f}$  ( $S = \delta \cdot h$ ,  $h$  étant la hauteur de la charge)

De façon plus générale, en utilisant l'équation de la résonance ci-dessus et  $Z = \frac{L}{RC}$ , il est aisé



de montrer :

$$Z = Kf^{3/2}$$

soit une variation de 25 % entre valeurs extrêmes.

## II-2-2 - Adaptation d'impédance

Nous nous aidons pour cela de la méthode du décréement logarithmique [DELAGÉ-ERNST].

### 1) Méthode du décréement logarithmique

Elle permet la mesure des grandeurs électriques d'une installation, le générateur de puissance étant à l'arrêt. Les grandeurs étudiées sont celles des éléments constitutifs du circuit RLC parallèle, composé :

- des condensateurs (dont la capacité C est connue),
- de l'inducteur,
- de la torche en cuivre.

Dans le cas du creuset froid inductif classique utilisé pour la fusion et l'affinage de métaux, il est habituel de considérer la charge à froid (en tenant compte de l'évolution des propriétés physiques lors de la fusion). Dans le cas du plasma inductif, la charge (le gaz) ne conduit pas l'électricité à froid : nous n'en avons pas tenu compte pour les décréements logarithmiques. De plus, les fortes variations des propriétés physiques intervenant dans l'épaisseur de peau du plasma thermique nous interdisait toute simulation réaliste de charge à l'aide de graphite, d'acide ou bien encore de copeaux d'inox compressés.

Dans la méthode du décréement logarithmique, les condensateurs sont chargés par une tension continue  $V_0$ , puis ils se déchargent. Le signal est enregistré sur un oscilloscope (figure II-5) et grâce à l'expression mathématique du signal :

$$V(t) = V_0 \exp\left(-\frac{R.t}{2L}\right) \cos(\omega_0 t + \phi)$$

les grandeurs électriques sont calculables.

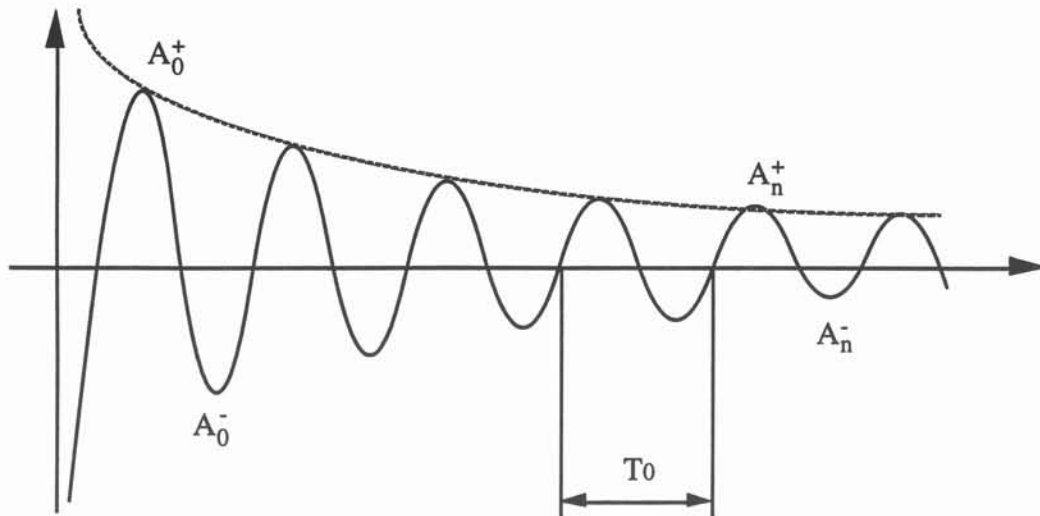


Figure II-5 : signal obtenu par décharge de condensateur sur un circuit oscillant.

- la pulsation de résonance  $\omega_0$  est tirée de la période  $T_0$  :

$$\omega_0 = 2 \pi f_0 = \frac{2\pi}{T_0}$$

- l'inductance totale du circuit RLC est donnée par :

$$LC \omega_0^2 = 1 \quad \text{soit} \quad L = \frac{1}{C \cdot \omega_0^2}$$

- la résistance totale du circuit est déduite des amplitudes mesurées sur le signal de décharge ( $A_0^-$ ,  $A_0^+$ ,  $A_n^-$ ,  $A_n^+$ ) :

$$R = \frac{L \cdot \omega_0}{n\pi} \ln \left( \frac{A_0^+ - A_0^-}{A_n^+ - A_n^-} \right)$$

- le calcul de l'impédance du circuit oscillant se fait selon :

$$Z = \frac{L}{RC}$$

## 2) Résultats obtenus

Les premiers décrets réalisés sur le générateur complet donnaient un signal perturbé avec une oscillation à 2 fréquences (figure II-6a).

- $f_1 = 1\text{MHz}$ ,
- $f_2 = 3,2\text{ MHz}$  qui se greffait sur la 1ère.

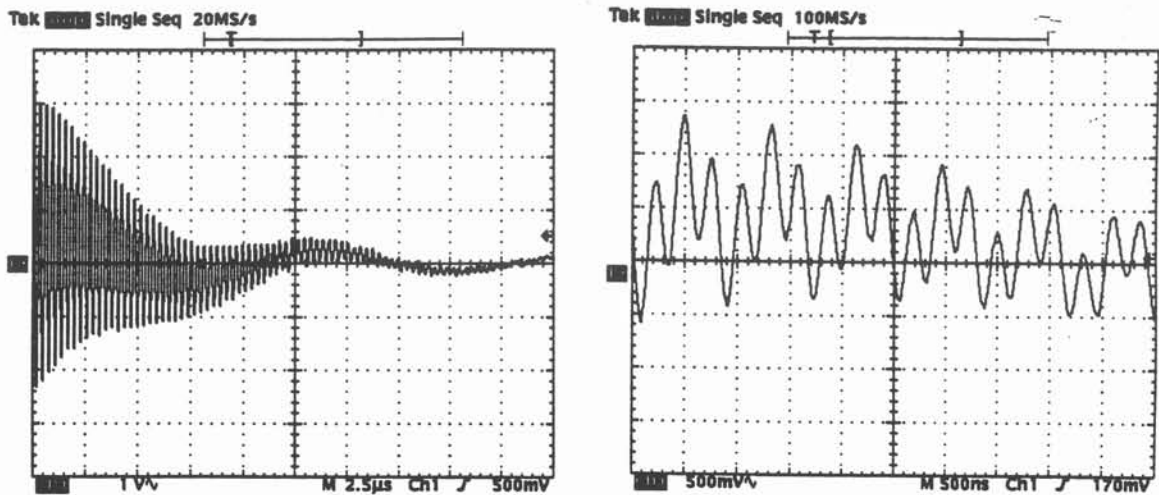


Figure II-6a : signal de décharge des capacités sur le CO et le circuit série.

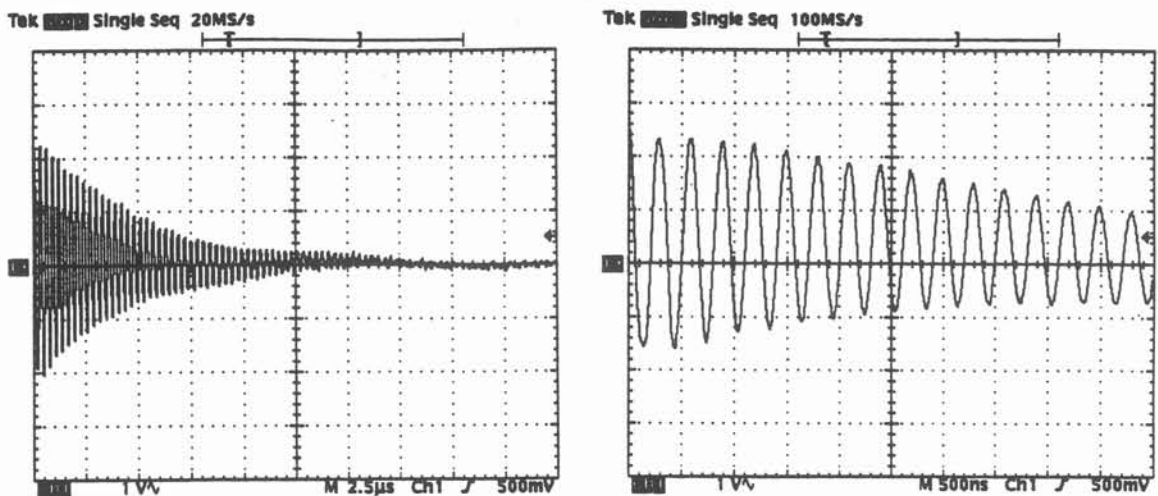


Figure II-6b : signal de décharge des capacités sur le CO isolé.

Dans ces conditions, il était impossible de remonter aux grandeurs électriques souhaitées.

En nous intéressant de plus près au circuit oscillant (fig. II-7) nous avons observé la présence d'un deuxième circuit RLC série (circuit de contre réaction) qui pouvait être à l'origine des perturbations constatées.

En effet, en déconnectant physiquement le circuit série et en effectuant un décrétement sur le circuit oscillant isolé, nous obtenions un signal propre bien que non reproductible (figure II-6b).

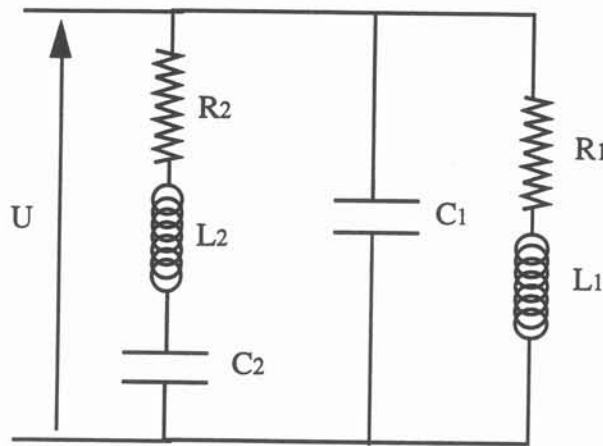


Figure II-7 : circuits oscillants parallèle et série.

La mise en parallèle du circuit série permet le calcul des éléments constitutifs des deux circuits par décrétement logarithmique :

RLC parallèle :	$f_1 = 2,6 \text{ MHz}$	
	$L_1 = 1,47 \text{ } \mu\text{H}$	
	$R_1 = 0,255 \text{ } \Omega$	$Z_1 = \frac{L_1}{R_1 C_1} = 2300 \text{ } \Omega$
	$C_1 = 2500 \text{ pF}$	

RLC série :	$f_2 = 1,26 \text{ MHz}$	
	$L_2 = 4,57 \text{ } \mu\text{H}$	
	$R_2 = 1,22 \text{ } \Omega$	$Z_2 = R_2 = 1070 \text{ } \Omega$
	$C_2 = 3500 \text{ pF}$	

A noter la mauvaise reproductibilité des résultats, notamment pour la valeur de la résistance du circuit parallèle sur laquelle nous reviendrons en détail. Les fréquences obtenues pour les deux circuits isolés ne correspondaient donc pas avec la première série de mesure. Un simple

raisonnement graphique nous a permis de reproduire ce résultat.

Considérons les deux circuits parfaits LC, tels que donnés sur la figure II-7 sans résistance :

$$\frac{1}{Z_1} = j \left( C_1 \omega - \frac{1}{\omega L_1} \right) \quad \begin{array}{ll} \omega \rightarrow \infty & 1/Z_1 \rightarrow +\infty \\ \omega \rightarrow 0 & 1/Z_1 \rightarrow -\infty \\ \omega = \omega_{r1} & 1/Z_1 = 0 \end{array}$$

$$Z_2 = j \left( L_2 \omega - \frac{1}{\omega C_2} \right) \quad \begin{array}{lll} \omega \rightarrow \infty & Z_2 \rightarrow +\infty & 1/Z_2 \rightarrow 0^- \\ \omega \rightarrow 0 & Z_2 \rightarrow -\infty & 1/Z_2 \rightarrow 0^+ \\ \omega = \omega_{r2} & Z_2 = 0 & 1/Z_2 \rightarrow -\infty \end{array}$$

ce qui reporté sur la figure II-8 donne :

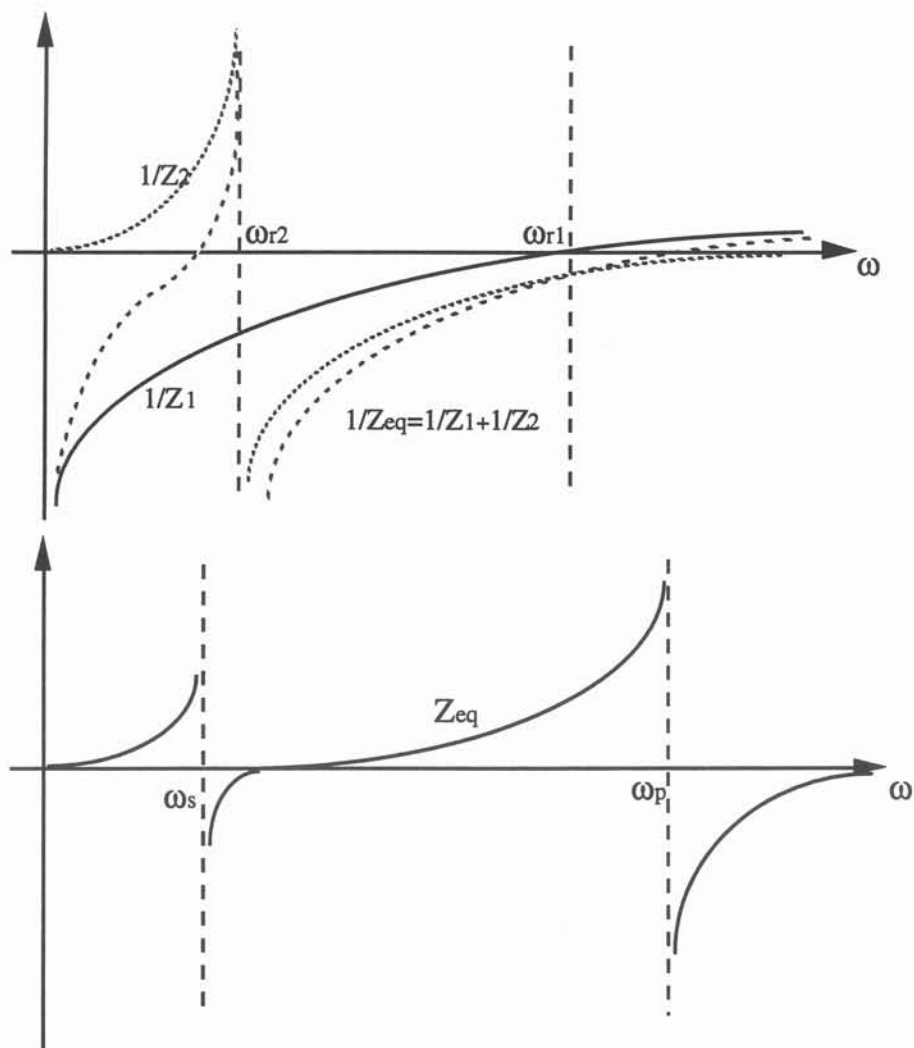


figure II-8 : réponse en impédance des circuits LC série et parallèle considérés indépendamment puis associés ( $Z_{eq}$ ).

Il y a bien déplacement de la fréquence de résonance de chacun des deux circuits ( $\omega_{r1} \rightarrow \omega_p$  et  $\omega_{r2} \rightarrow \omega_s$ ) lorsqu'ils sont branchés en parallèle. Ce résultat est intéressant car il montre que le circuit oscillant ne travaille jamais à sa fréquence propre de résonance, d'où une diminution supplémentaire du rendement.

Les calculs ont été menés avec les valeurs de résistance mesurées par décrément logarithmique. Ainsi, les valeurs des pulsations de résonance sont données par des pics finis de l'impédance ou bien encore l'annulation du déphasage défini par :

$$\phi = \arctan \left( \frac{\text{Im}(Z)}{\text{Re}(Z)} \right)$$

Les valeurs considérées sont :

$$L_1 = 1,44 \mu\text{H}$$

$$L_2 = 5 \mu\text{H}$$

$$C_1 = 2500 \text{ pF} \text{ soit } f_1 = 2,68 \text{ MHz}$$

$$C_2 = 3500 \text{ pF} \text{ soit } f_1 = 1,2 \text{ MHz}$$

$$R_1 = 0,250 \Omega$$

$$R_2 = 1,225 \Omega$$

Les impédances équivalentes de ces deux circuits vérifient

$$\frac{1}{\bar{Z}_1} = j C \omega_1 + \frac{1}{j \omega L_1 + R_1}$$

$$\text{et } Z_2 = R_2 + j \left( L_2 \omega - \frac{1}{\omega C_2} \right)$$

Connaissant les différentes grandeurs électriques par décrément, nous pouvons calculer :

$$- \left| \frac{1}{\bar{Z}_1} \right|$$

$$- |Z_2| \text{ puis } \left| \frac{1}{\bar{Z}_2} \right| = \frac{1}{|Z_2|}$$

$$- \text{enfin, } |Z_{eq}| = \frac{1}{\left| \frac{1}{\bar{Z}_1} + \frac{1}{\bar{Z}_2} \right|} \text{ sachant } \frac{1}{\bar{Z}} = \frac{\bar{Z}}{|Z|^2}$$

Les différents résultats sont regroupés sur la figure II-9 où l'impédance est portée en fonction de la fréquence.

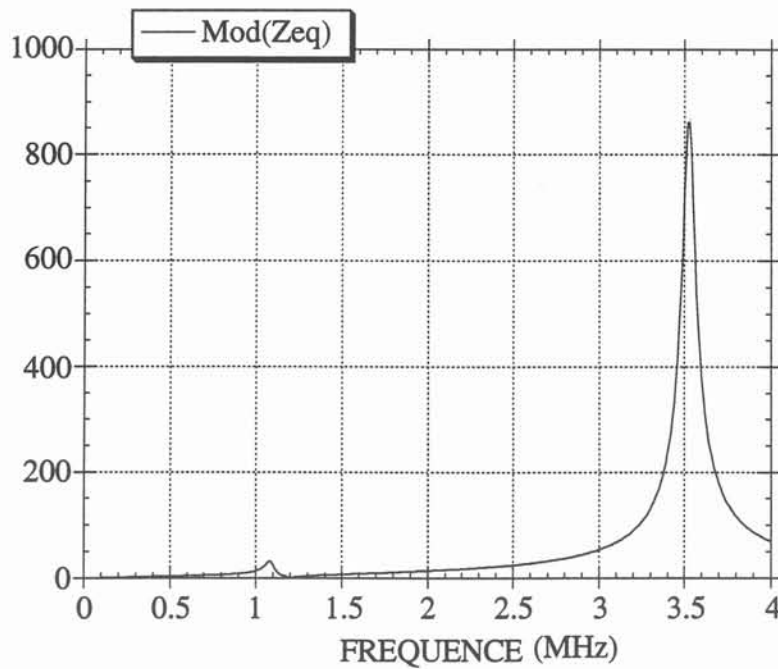
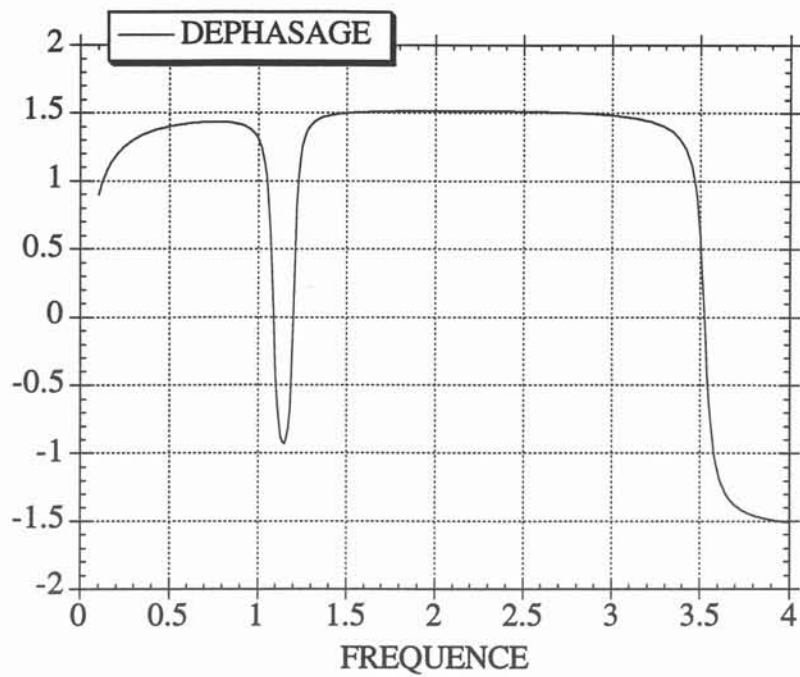


Figure II-9 : évolution du déphasage (radians) et du module de l'impédance ( $\Omega$ ) en fonction de la fréquence.

Ainsi :

- à la fréquence de résonance, nous retrouvons pour les circuits pris indépendamment :

$$Z_1 = \frac{L_1}{R_1 C_1} \quad (\text{partie imaginaire nulle})$$

et  $Z_2 = R_2$

- pour l'impédance équivalente globale, il y a bien déplacement des fréquences de résonance de chacun des deux circuits, fait confirmé par l'évolution du déphasage entre la tension aux bornes du circuit et le courant en fonction de la fréquence.

### **3) Limites de la méthode**

Les valeurs obtenues pour la résistance et donc l'impédance, présentaient une mauvaise reproductibilité. Sur une même série de mesures, elles varient de 250 mΩ à 1500 mΩ. De plus, la valeur de l'impédance alors calculée (1800 à 400 Ω) présentait un écart important avec le fonctionnement à vide du générateur ( $Z = 4000$  à  $4600$  Ω).

Les mesures réalisées à plus basse fréquence (environ 100 kHz) en branchant l'inducteur sur des condensateurs de capacité 1,5 μF confirment ce fait :

$$\begin{aligned} f &= 84,5 \text{ kHz} & L &= 2,36 \text{ μH} \\ & & R &= 35,5 \text{ mΩ} \\ & & C &= 1,5 \text{ μF} \end{aligned}$$

En se ramenant à une fréquence de 3,5 MHz en tenant compte de l'évolution de l'épaisseur de peau :

$$R_{3,5} = \sqrt{\frac{3500}{84,5}} * 35,5 = 228 \text{ mΩ}$$

$$\text{soit } Z = \frac{2,36 \cdot 10^{-6}}{0,228 \times 2,5 \cdot 10^{-9}} = 4140 \text{ Ω}$$

Cette différence notable se justifie par la technique de charge et décharge des condensateurs : un générateur courant continu est monté en parallèle et un contact entre deux broches joue le rôle d'interrupteur. L'étincelle inévitable lors de l'ouverture a une durée de vie qui ne peut être négligée dans le cas de phénomènes oscillatoires à 3 MHz (période de l'ordre de la dixième de microseconde).

Ainsi, les mesures qui suivent (effectuées dans le cadre de l'optimisation de l'inducteur) ont été réalisées à 100 kHz, puis leurs valeurs extrapolées à 3 ou 3,5 MHz.



### II-2-3 - Optimisation de l'inducteur.

L'objectif était d'approcher au mieux le rapport 12 kV / 9A donné par les cadrans du pupitre de contrôle. Nous pouvions jouer :

- sur le coefficient de couplage entre l'inducteur et le plasma, directement lié au rapport diamètre plasma/diamètre inducteur, sachant que nous sommes limités par les phénomènes électrostatiques.
- sur l'impédance, en diminuant la self parasite des amenées de l'inducteur.

#### 1) Calcul d'inductances

Considérons 3 types d'amenées :

- deux tubes parallèles,
- deux tubes coaxiaux,
- tubes avec plaques de compensation.

Considérons *deux conducteurs cylindriques* de rayon  $R$ , parallèles et dont les axes sont à la distance  $2a$  l'un de l'autre (figure II-10). En chaque point de l'espace, le champs magnétique créé est égale à la somme du champ créé par le conducteur 1 et du champ créé par le conducteur 2 :

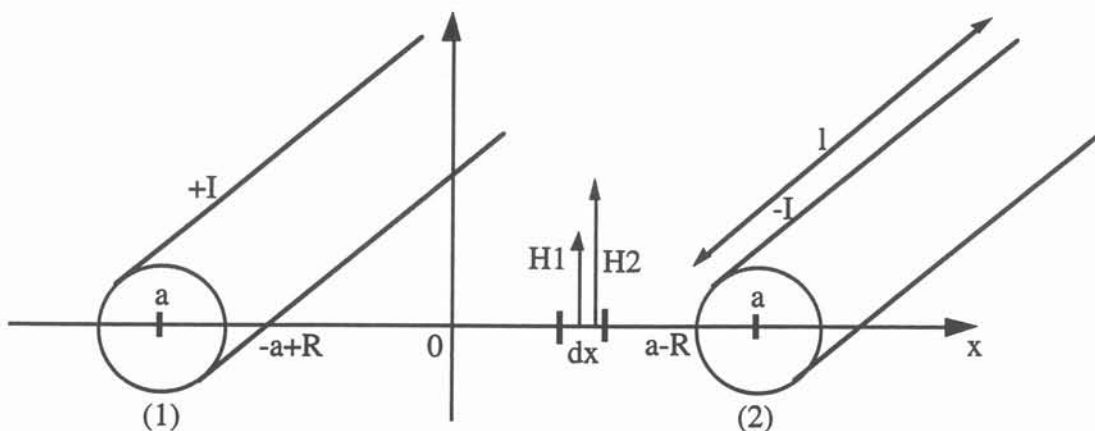


Figure II-10 : self de deux conducteurs cylindres parallèles.

$$B(x) = B1(x) + B2(x) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[ \frac{1}{a+x} + \frac{1}{a-x} \right]$$

$$d\phi = B \cdot dS = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot l \cdot \left[ \frac{1}{a+x} + \frac{1}{a-x} \right] \cdot dx$$

$$\phi_t = \int_{-a+R}^{a-R} B(x) l dx = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot l \cdot \int_{-a+R}^{a-R} \left[ \frac{1}{a+x} + \frac{1}{a-x} \right] \cdot dx$$

$$\phi_t = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot l \cdot \left[ \ln \frac{2a-R}{R} - \ln \frac{R}{2a-R} \right] = LI \quad \text{où } R \ll a$$

soit

$$\boxed{\frac{L}{l} = \frac{\mu_0}{\pi} \ln \frac{2a}{R} \text{ (}\mu\text{H/m)}}$$

Considérons à présent *deux tubes coaxiaux* de rayon respectif  $R_1$  et  $R_2$  ( $R_2 > R_1$ ) tels que représenté sur la figure II-11.

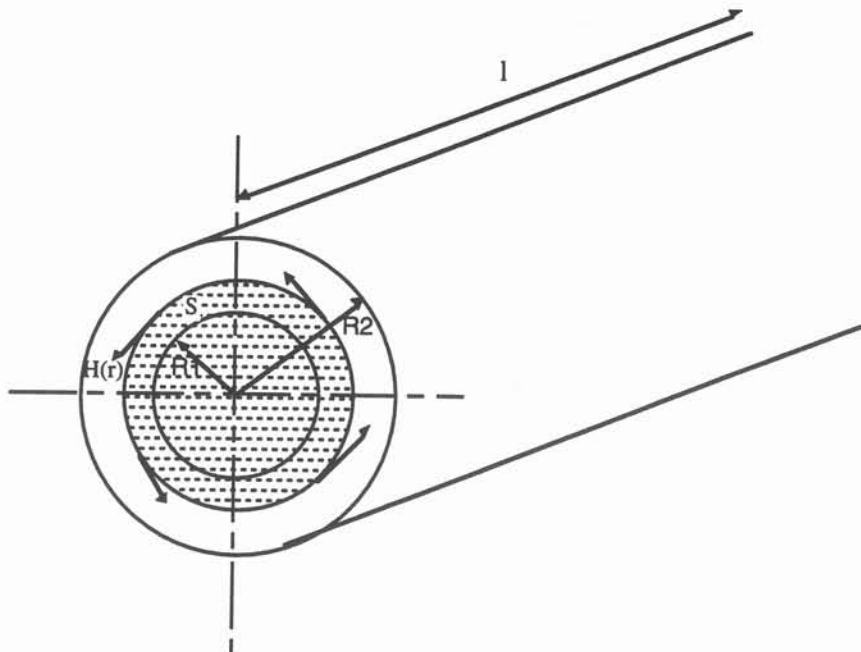


Figure II-11 : circulation du champ magnétique  $H(r)$  pour un conducteur constitué de deux cylindres coaxiaux parcourus par un courant  $I$ .

Appliquons le théorème d'Ampère sur une ligne de rayon  $r$  ( $R_1 < r < R_2$ ) délimitant une

surface S :

$$\int_l \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int \int_S \vec{j} \cdot \vec{n} \, dS$$

Par symétrie,  $\vec{H}$  est constant sur l :

$$2\pi r H(r) = I$$

$$B(r) = \mu_0 H(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

$$\phi = \int \int B \cdot dS = \int_{R_1}^{R_2} \frac{\mu_0 I}{2\pi r} l \, dr = \frac{\mu_0 I l}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1} = LI$$

$$\boxed{\frac{L}{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

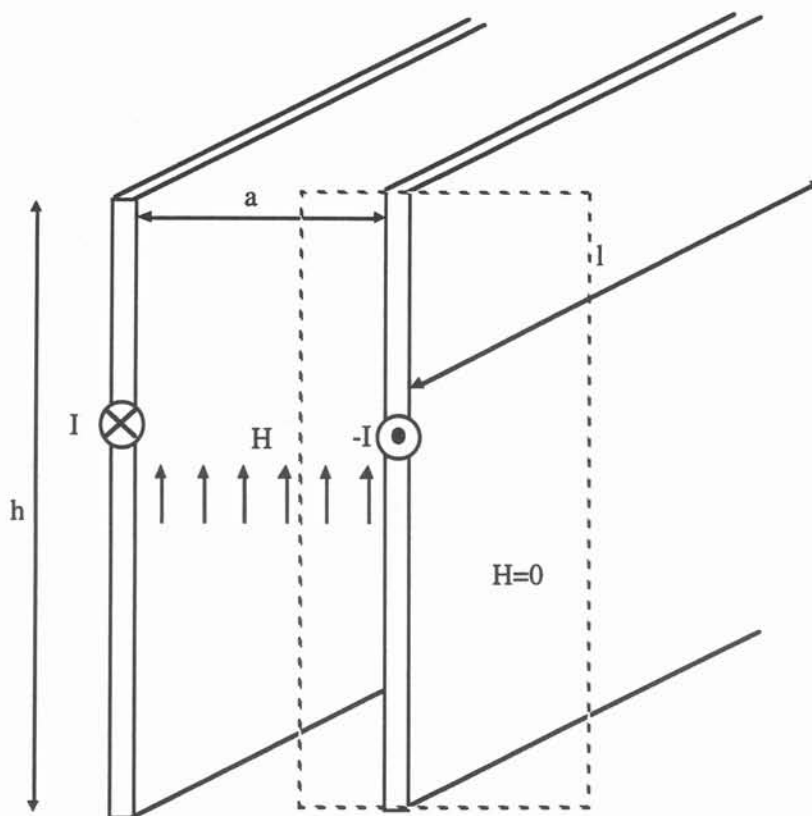


Figure II-12 : calcul de la self de deux plaques parallèles infinies.

Enfin, calculons la self de *deux amenées parallèles* sur lesquelles sont soudées deux plaques de largeur  $h$  et distante de  $a$  (figure II-12). On suppose  $H$  nulle à l'extérieur des plaques.

Le théorème d'Ampère donne :

$$h \times H(r) = I$$

$$\phi = \int \int \frac{\mu_0 I}{h} dS = \mu_0 \frac{Ia}{h} \text{ soit}$$

$$\boxed{\frac{L}{I} = \mu_0 \frac{a}{h}}$$

Application numérique : si nous gardons une distance commune pour les trois types d'amenées de 5 mm, nous avons

$$R = R_1 = 12 \cdot 10^{-3} \text{ m (rayon du tube constitutif de l'inducteur)}$$

$$R_2 = 17 \cdot 10^{-3} \text{ m (rayon du tube coaxial)}$$

$$a = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m (distance entre amenées)}$$

$$h = 10^{-1} \text{ m (largeur des plaques de compensation)}$$

$$\text{et } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}.$$

$$\text{Alors : } L_{\text{plaque}} = 0,062 \text{ } \mu\text{H/m}$$

$$L_{\text{coaxial}} = 0,069 \text{ } \mu\text{H/m}$$

$$L_{\text{tube}} = 0,24 \text{ } \mu\text{H/m}$$

De toute évidence, la solution avec plaques de compensation est la plus intéressante, sa réalisation technique étant également la plus aisée.

## 2) Décréments logarithmiques

Trois inducteurs ont été réalisés, se distinguant les uns des autres par leurs caractéristiques géométriques et leur conception.

**Inducteur EXTRAMET** (photo n°=1) : les amenées sont compensées par des plaques, distantes de 20 mm. Les trois spires ont un diamètre de 105 mm. Nous obtenons :

a) sans la torche :  $f = 84,5 \text{ kHz}$        $L = 2,36 \text{ } \mu\text{H}$   
 $R = 35,5 \text{ m}\Omega$   
 $C = 1,5 \text{ } \mu\text{F}$

ce qui ramené à 3 MHz ( $C = 2500 \text{ pF}$ ) donne :

$$Z_{3\text{MHz}} = 4462 \text{ } \Omega$$

b) avec la torche :  $f = 87 \text{ kHz}$        $L = 2,23 \text{ } \mu\text{H}$   
 $R = 42 \text{ m}\Omega$   
 $C = 1,5 \text{ } \mu\text{F}$

soit  $Z_{3\text{MHz}} = 3616 \text{ } \Omega$

Les évolutions de R et L en présence de la torche confirment la théorie du transformateur (R. ERNST) où la tension aux bornes de l'inducteur et l'intensité qui y circule sont liés par :

$$U_1 = [R_1 + N(n\frac{K_s}{K_1})^2 R_s] I_1 + j\omega [L_1 - N(n\frac{K_s}{K_1})^2 L_s] I_1$$

- où
- $R_1, L_1$  : résistance et inductance de l'inducteur
  - $R_s, L_s$  : résistance et inductance de la torche
  - $K_1, K_s$  : coefficient de Nagahoka de l'inducteur et la torche

$$K_i = 1 + 0,44 \frac{D_i}{h}$$

- n spires
- N secteurs

Ce résultat étant obtenu dans le cas d'un creuset droit et d'un inducteur de hauteurs comparables, sans tenir compte des amenées, nous nous contenterons ici de comparer des tendances.

**Inducteur coaxial** (photo n°=2): les données géométriques sont reportées sur la figure II. Les spires ont un diamètre de 102 mm.

a) sans la torche :  $f = 92 \text{ kHz}$        $L = 1,98 \text{ } \mu\text{H}$   
 $R = 35,2 \text{ m}\Omega$   
 $C = 1,5 \text{ } \mu\text{F}$

soit  $Z_{3\text{MHz}} = 3520 \text{ } \Omega$

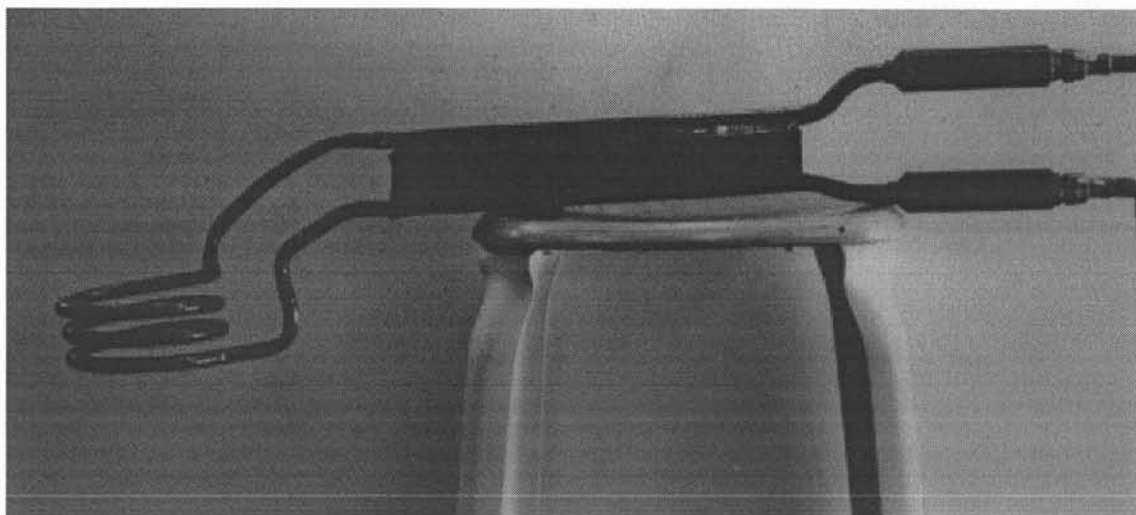


Photo n°=1 : inducteur EXTRAMET.

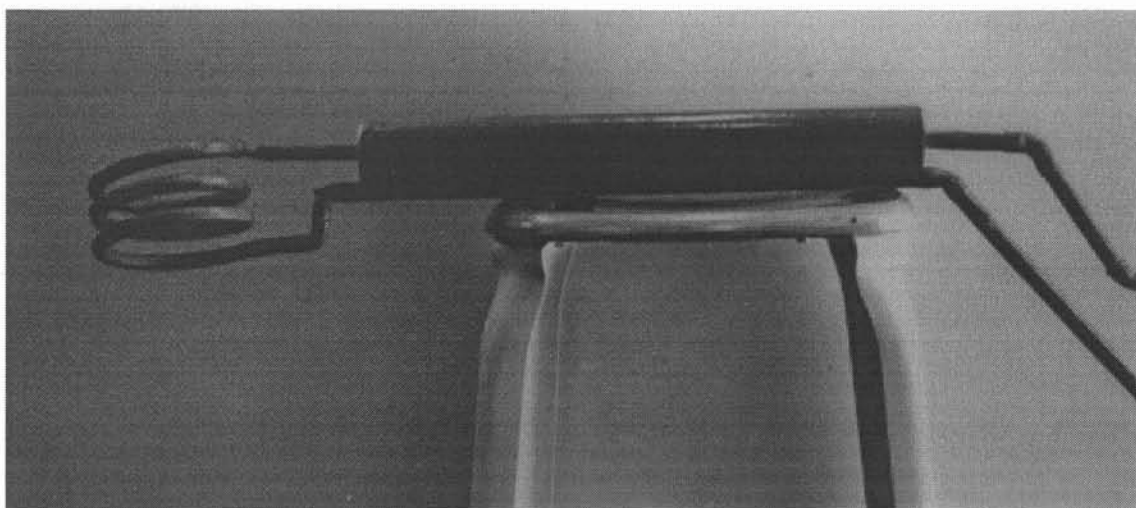


Photo n°=2 : inducteur coaxial.

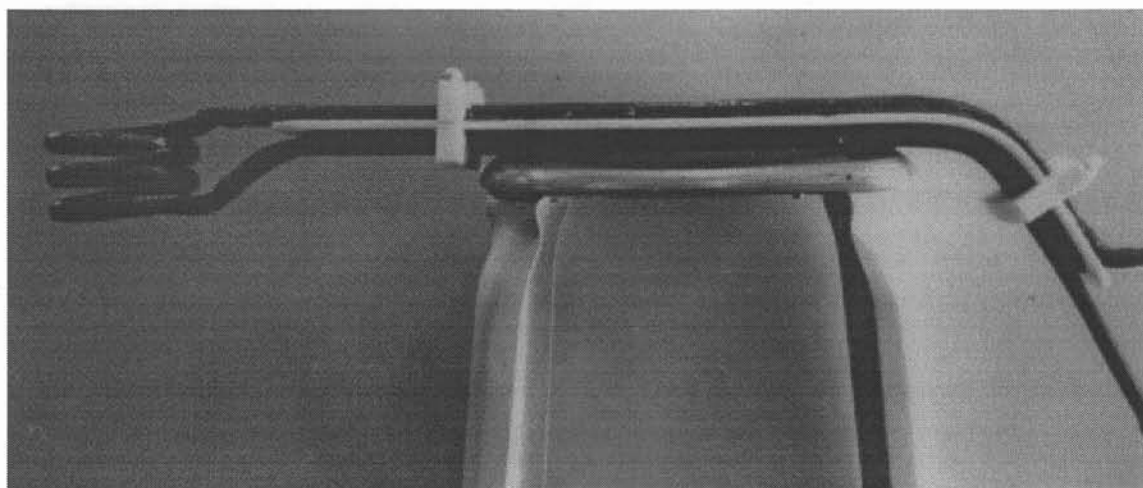


Photo n°=3 : inducteur avec plaques de compensation.

b) avec la torche :  $f = 96,2 \text{ kHz}$        $L = 1,82 \mu\text{H}$   
 $R = 40 \text{ m}\Omega$   
 $C = 1,5 \mu\text{F}$

soit  $Z_{3\text{MHz}} = 3259 \Omega$

**Plaques de compensation** (photo n°=3) : en reprenant le principe du premier inducteur mais en diminuant fortement l'espace interplaque (6 mm) et pour un inducteur de diamètre 93 mm :

$f = 107,1 \text{ kHz}$        $L = 1,47 \mu\text{H}$   
 $R = 38,7 \text{ m}\Omega$   
 $C = 1,5 \mu\text{F}$

soit  $Z_{3\text{MHz}} = 2870 \Omega$  avec la torche.

Ce résultat tend à montrer l'importance fondamentale à apporter aux choix technologiques et géométriques dans une installation d'induction.

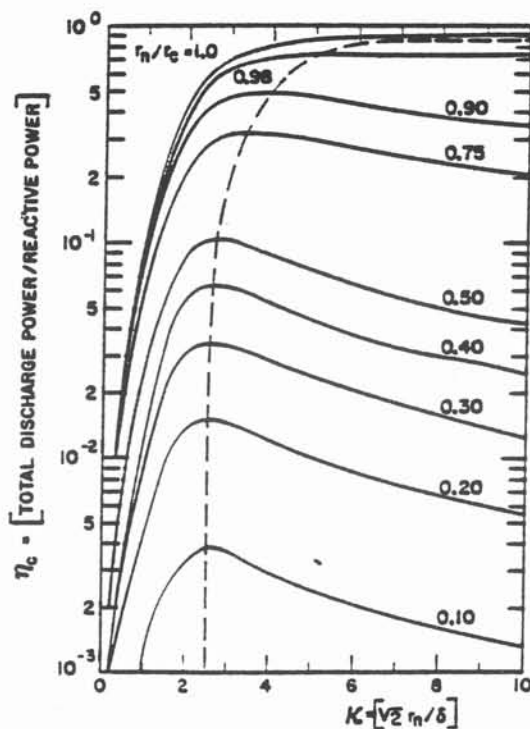


Figure II-13 : évolution du rendement avec le coefficient de couplage

L'évolution sensible entre les deux inducteurs ( n°= 1 et 3 de même conception) se justifie par :

- la distance nettement diminuée entre les plaques de compensation (la valeur de la self des amenées est directement proportionnelle à cette grandeur),
- un diamètre d'inducteur également revu à la baisse afin de bénéficier d'un meilleur couplage. Cette donnée a également une influence directe sur le rendement de l'installation (fig. II-13 d'après MENSING).

#### II-2-4 - Mise en oeuvre des inducteurs

Chacun des inducteurs étudiés précédemment a été monté sur l'installation afin d'observer le comportement, d'un point de vue adaptation électrique, du générateur.

Nous avons pour cela reporté sur le graphique de la figure II-14, l'évolution de l'intensité en fonction de la tension appliquée. Ces valeurs sont celles lues sur le pupitre de commande et correspondent aux grandeurs U et I aux bornes de la triode (partie haute tension du générateur).

Les faibles valeurs de l'intensité avec la chute brutale de celle-ci correspondent à l'allumage du plasma en dépression (U = 3 à 4 kV) et l'obtention d'un plasma thermique vers - 0,5 à - 0,7 atm. En effet, cette transition -très rapide- s'accompagne d'une chute importante de la résistivité du plasma. Vue du générateur, la résistance du plasma s'écrit (théorie du transformateur) :

$$R_{\text{induit}} = \frac{M^2 \omega^2}{R^2 + L^2 \omega^2} R$$

où M : mutuelle inductance de la charge et de la torche,  
R : résistance du plasma,  
L : valeur de l'inductance du plasma.

Dans le cas de charges métalliques où la résistance de la charge est petite devant  $L\omega$ , l'expression précédente se réduit à :

$$R_{\text{induit}} = \frac{M^2}{L^2} R$$

directement proportionnelle à  $\sqrt{\rho}$  (  $R = \rho L / \delta h$  ).



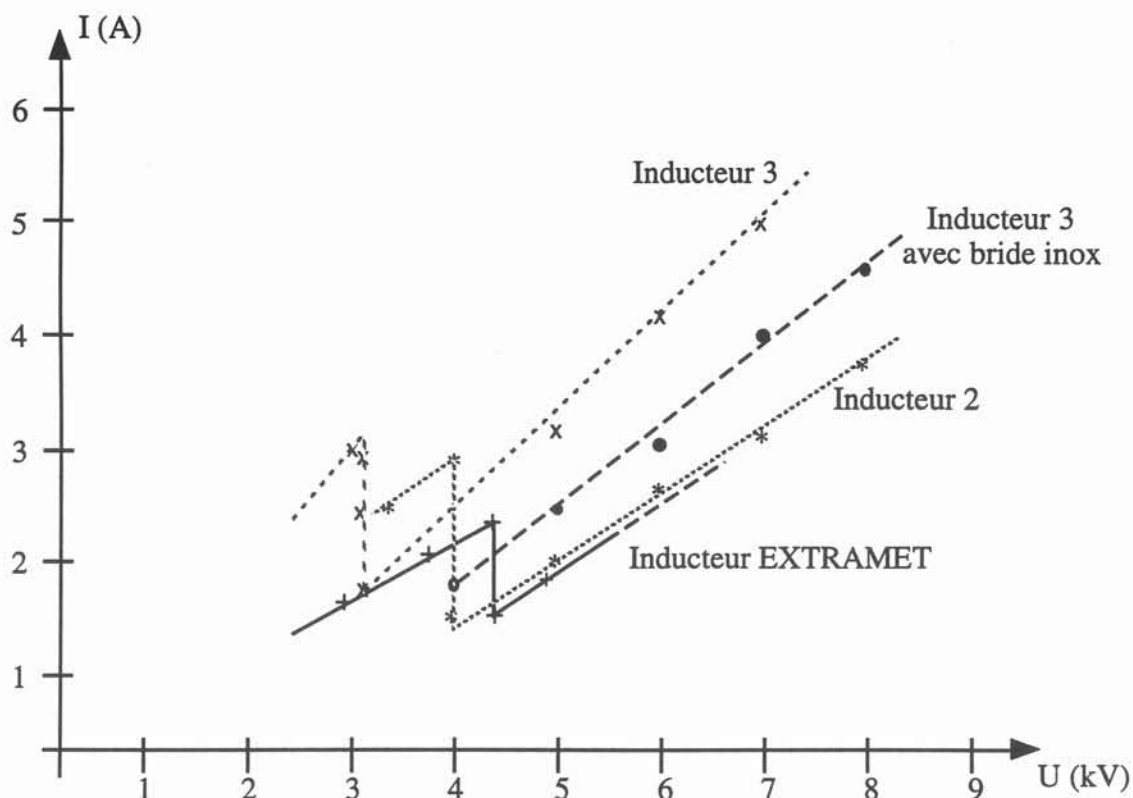


figure II-14 : évolution du courant en fonction de la tension appliquée aux bornes de la triode pour différents inducteurs.

En revanche, pour la fusion des verres, de fortes résistivités, réalisée dans des conditions de grandes épaisseurs de peau ( $\delta$  est de l'ordre de grandeur du rayon) :

$$R_{\text{induit}} = \frac{M^2 \omega^2}{R}$$

qui varie comme  $1/R$  donc comme  $1/\rho$  (la notion d'épaisseur de peau n'existe plus)

Ces deux résultats expriment l'importance relative de l'augmentation de la résistivité du matériau considéré :

- augmentation de la résistance de la charge;
- augmentation de l'épaisseur de peau électromagnétique qui tend à faire diminuer cette résistance (augmentation de la section de passage du courant).

Ainsi, l'évolution de l'intensité observée au cours de la transition plasma froid-plasma thermique nous conduirait à rapprocher le comportement d'un plasma de celui d'un métal puisque aux bornes du circuit oscillant, nous avons :

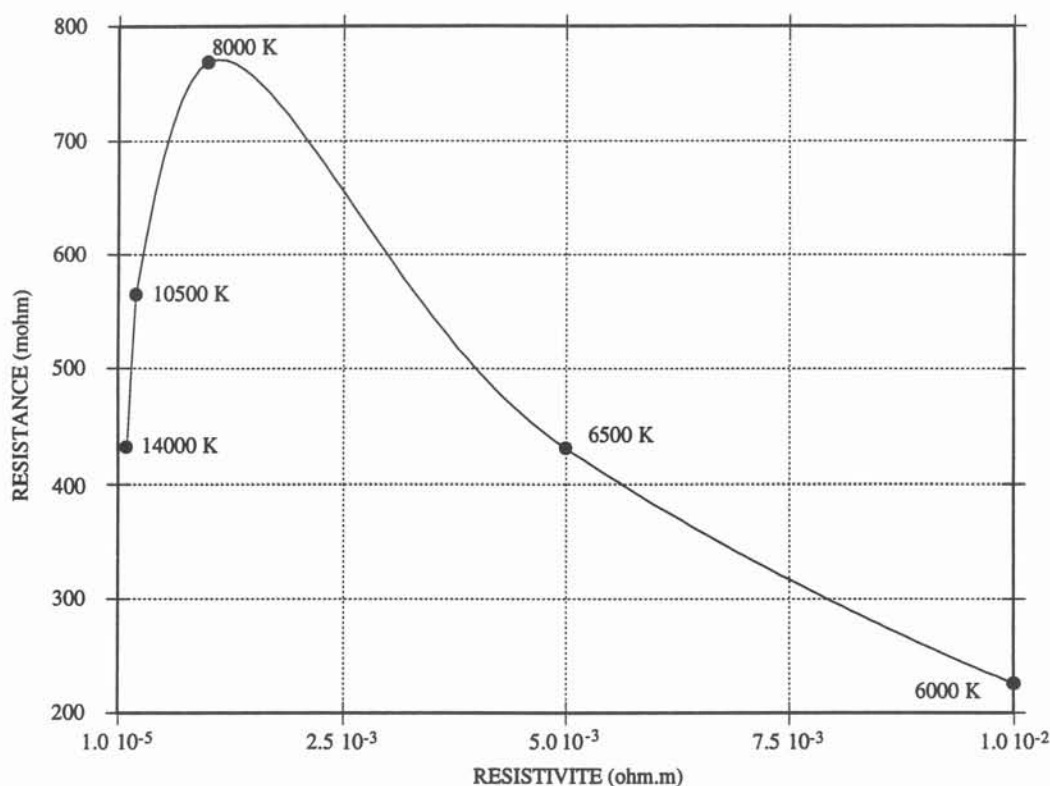
$$U = ZI = \frac{L}{RC} I$$

La diminution d'intensité est liée à la chute de la résistance de l'induit qui varierait

donc comme  $\sqrt{\rho}$ .

La modélisation du dispositif par la méthode du transformateur (figure II-15) nous a montré que le plasma se comportait en fait comme un verre (partie droite de la courbe) aux faibles températures tandis qu'il suivait l'évolution des charges métalliques à l'état plasma thermique.

Il s'ensuit que la diminution de résistance n'est pas *directe* mais passe par un *maximum* pour décroître ensuite vers une valeur inférieure à la précédente.



II-15 : évolution de la résistance du plasma (vue du générateur)  
en fonction de sa résistivité

Les résultats obtenus nous ont confortés dans le choix d'un inducteur avec plaques de compensation. Une plaque en Téflon intermédiaire permet l'isolement électrique des deux plaques. L'ajout d'un vernis isolant a également été nécessaire pour fonctionner aux puissances maximales du générateur.

## **II-3- CONCLUSIONS**

La compréhension des mécanismes de fonctionnement d'un générateur à triode et de l'influence de ses périphériques (circuit oscillant) ont permis l'optimisation du comportement électrique de l'installation.

Nous avons mis en évidence, par la méthode du décrétement logarithmique, l'existence de deux fréquences de résonance :

- la première à 1 MHz, créée par le circuit série RLC parallèle au circuit oscillant
- la seconde à 3-3,5 MHz (circuit oscillant) sur laquelle fonctionne le générateur.

Des calculs ont montré que dans ce cas, le circuit oscillant ne fonctionne pas à sa propre fréquence de résonance : il y a déplacement des fréquences d'oscillation, abaissant le rendement global de l'installation.

Enfin, nous n'avons pas cherché à optimiser le couplage électromagnétique entre l'inducteur et le plasma (figure II-13), la conception même de l'installation avec un tube de quartz pour isoler la torche de l'atmosphère extérieure nous limitant pour diminuer le diamètre des spires. L'utilisation de matériaux moins cassants et plus souples que la silice permettra l'amélioration de ce facteur.

Enfin, nous avons dû effectuer une étude bibliographique importante sur les arcs électriques afin d'en mieux appréhender le phénomène et définir les remèdes les plus adaptés à notre configuration. Cela est revenu en fait à décrire une liste de matériaux adaptés au procédé plasma, c'est à dire aptes à travailler dans des conditions thermiques extrêmes sous des champs électriques intenses.

## **III - PHENOMENES ELECTROSTATIQUES ET DIELECTRIQUES**

L'objectif que nous fixons ici est la description sommaire des phénomènes électrostatiques auxquels nous avons été confrontés lors de la mise au point du procédé plasma :

- arc électrique (phénomène disruptif) ;
- notion de diélectrique ;
- choix de matériaux à propriétés adaptées.

### III-1 - PHENOMENE DE L'ARC ELECTRIQUE

Ce que l'on appelle communément arc électrique est en fait la succession de plusieurs phénomènes physiques (qui se réalisent dans des conditions bien définies), difficiles à appréhender du fait de leur extrême rapidité : génération d'électrons, avalanche d'électrons avec effets secondaires et enfin claquage (PAPOULARD, ABDEL-SALAM) .

#### III-1-1 - Phénomènes d'ionisation dans les gaz

##### 1-1-1 - Production de charges

Considérons le cas idéal de deux plaques planes parallèles et distantes de  $d$ . Une différence de potentiel (DDP)  $V$  appliquée entre ces plaques va donner naissance à un champ électrique qui va accélérer les électrons vers l'anode.

Pour une faible DDP, il y a collection sans multiplication. Les ions de chaque espèce sont attirés vers l'électrode de signe opposé et il y a compétition avec le phénomène de recombinaison. Le courant circulant entre les deux plaques croît linéairement avec la tension jusqu'à une valeur maximale dite de saturation, où tous les ions de même type sont captés par l'électrode de signe opposé au fur et à mesure qu'il sont créés.

Pour  $V$  assez grand, le courant croît à nouveau. C'est le phénomène de multiplication des charges : chaque électrons peut réitérer le phénomène. Il est pratique de définir un coefficient macroscopique  $\alpha$ , qui représente le nombre moyen de paires d'ions formées par un électron sur un parcours moyen de 1 cm :  $\alpha$  est appelé *premier coefficient de Townsend*.

Ainsi, à une distance  $x$  de la cathode, le nombre d'électrons  $n_x$  vérifie la relation (dans un champ uniforme) :

$$\begin{aligned} & \frac{dn_x}{dx} = \alpha n_x \\ \text{soit} \quad & n_x = n_0 \exp(\alpha x) \end{aligned}$$

Ces équations rigoureuses n'ont en fait qu'un caractère statistique et  $\alpha$  ne représente qu'une valeur moyenne du nombre d'ionisations par unité de longueur d'un électron emporté par le champ. En fait, on peut montrer ( RAETNER,1964 ) que la taille d'une avalanche obtenue à partir d'un seul électron suit la distribution exponentielle :

$$\text{Pr}(n) = \frac{1}{n} \exp\left(-\frac{\bar{n}}{n}\right)$$

où  $\text{Pr}(n)$  est la probabilité d'apparition d'une avalanche de taille  $n$ .

$\bar{n} = e^{-\alpha d}$  est la taille moyenne d'une avalanche et  $d$  la longueur de la cavité où se produit celle-ci.

La solution d'une telle avalanche est décrite par la figure III-1 : La tête est composée d'électrons tandis que la queue est formée d'ions positifs.

### 1-1-2 - Multiplication des charges avec effets secondaires

Le processus "d'avalanche primaire" est terminé lorsque les ions ont atteint la cathode. Cependant, si l'amplitude de l'avalanche - quantifiée par la grandeur  $e^{-\alpha d}$  - est suffisante, la probabilité que de nouveaux électrons soient créés par un mécanisme secondaire augmente, et ces électrons peuvent à leur tour créer de nouvelles avalanches. Ces seconds agents ionisants (ions positifs, atomes excités, photons) sont représentés par un coefficient défini comme le nombre moyen d'électrons secondaires produits à la cathode par une collision ionisante.  $\gamma$  est le *second coefficient de Townsend*. Il dépend comme  $\alpha$  de  $E/p$  mais à un degré moindre (figure III-2).

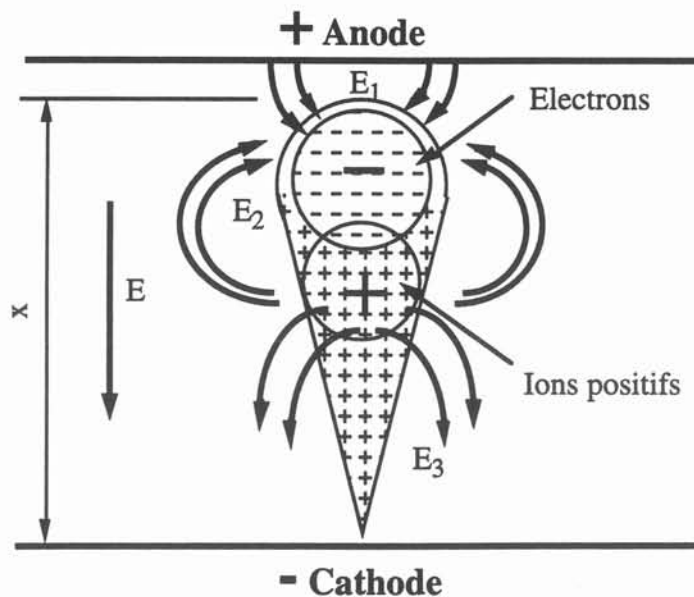


Figure III-1 : structure d'une avalanche électronique entre 2 électrodes planes.

Les champs  $E_i$  vérifient :  $E_1 > E$  ;  $E_2 < E$  ;  $E_3 > E$ .

Le nombre d'électrons secondaires produits à la cathode pendant la première avalanche est donné par :

$$\beta = \gamma (e^{\alpha d} - 1) n_0.$$

La succession de ces avalanches crée une charge d'espace d'ions positifs qui augmente localement le champ électrique entre les électrodes, d'où une rapide augmentation du courant conduisant au claquage.

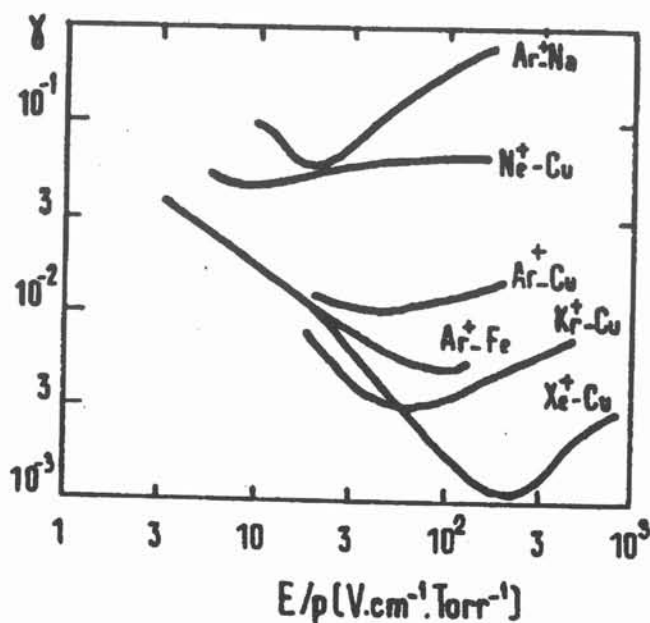


Figure III-2 : évolution du premier critère de Townsend avec  $E/p$ .

### III-1-2 - Claquage dans un champs uniforme

Nous n'aborderons ici que le mécanisme du claquage de Townsend.

#### 1-2-1 - Mécanisme de Townsend

Expérimentalement, Townsend observa le comportement  $I[V]$  décrit par la figure III-2, et correspondant aux phénomènes décrits précédemment.

Pour une gamme de tension appliquée ( $0 - V_1$ ), le courant augmente de façon linéaire jusqu'à un plateau ( $I_1$ ) correspondant au courant photoélectrique produit à la cathode par les sources d'excitation externes. L'augmentation du courant entre  $V_2$  et  $V_3$  est due à l'ionisation par collisions électroniques tandis que la région  $V_3 - V_S$  est liée aux mécanismes secondaires ( $\gamma$ ),

$V_S$  représentant la tension de claquage.

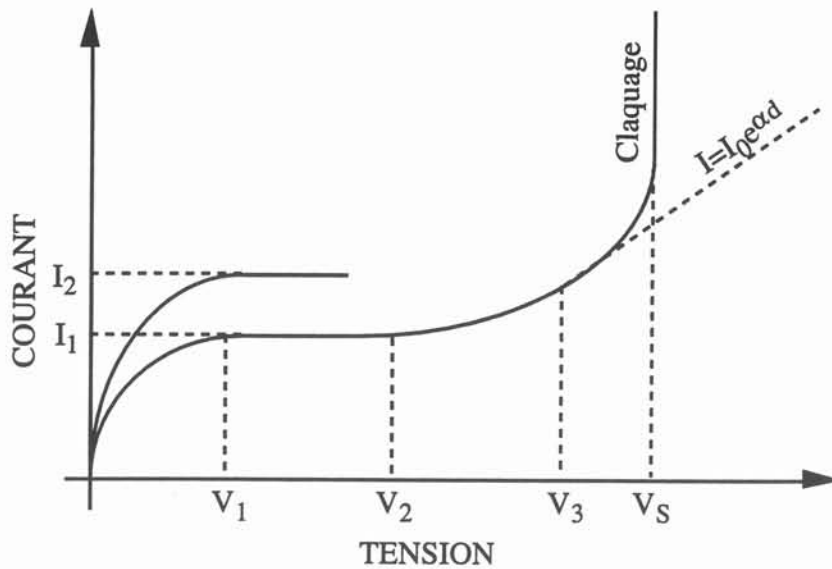


Figure I-3 : évolution expérimentale du courant circulant entre deux électrodes planes parallèles en fonction de la tension appliquée.

#### 1-2-2 - Critère de Townsend

La détermination de l'équation régissant la croissance du courant conduit à définir le critère de claquage de Townsend.

Soit  $n''_O = n_O + n'_O$

- $n''_O$  : nombre total d'électrons quittant la cathode,
- $n_O$  : électrons produits à la cathode pour les sources externes de radiation,
- $n'_O$  : nombre d'électrons secondaires produits à la cathode.

Chaque électron quittant la cathode produit en moyenne  $(e^{\alpha d} - 1)$  collisions dans l'espace inter-électrode d'où

$$n'_O = \gamma n''_O (e^{\alpha d} - 1) \quad \text{par définition}$$

Soit 
$$n''_O = \frac{n_O}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Remarque : ce mécanisme suppose que tous les électrons secondaires sont attribués aux ions positifs.

Le nombre d'électrons atteignant l'anode est:

$$n_d = n_0 e^{\alpha d} = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Ainsi, en régime établi, le courant circulant entre les 2 électrodes est donné par :

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Le claquage intervient lorsque  $I \rightarrow \infty$  ( en fait I n'est plus limité que par la résistance interne  $R_t$  de la source de tension ):

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$$

Habituellement  $e^{\alpha d} \gg 1$  et le critère de Townsend se réduit à:

$$\gamma e^{\alpha d} = 1$$

Ainsi pour d donnée, le claquage intervient quand  $\alpha$  et  $\gamma$  prennent les valeurs critiques vérifiant la relation précédente.

### 1-2-3 - Loi de Paschen

Cette loi donne l'évolution de la tension de claquage  $V_S$  en fonction du produit  $pd$  ( fig III-4 ). Les courbes expérimentales obtenues accusent un net minimum qui s'explique de la façon suivante (pour d fixé) :

- aux basses pressions, le libre parcours moyen des électrons sont très longs donc les probabilités de collision d'autant plus faibles que la pression est basse.
- en revanche, aux fortes pressions, le libre parcours moyen sont trop courts pour que les électrons acquièrent une grande énergie entre 2 collisions.

Le tableau III-1 donne les valeurs minimales de  $V_S$  et les valeurs correspondantes de  $pd$ .



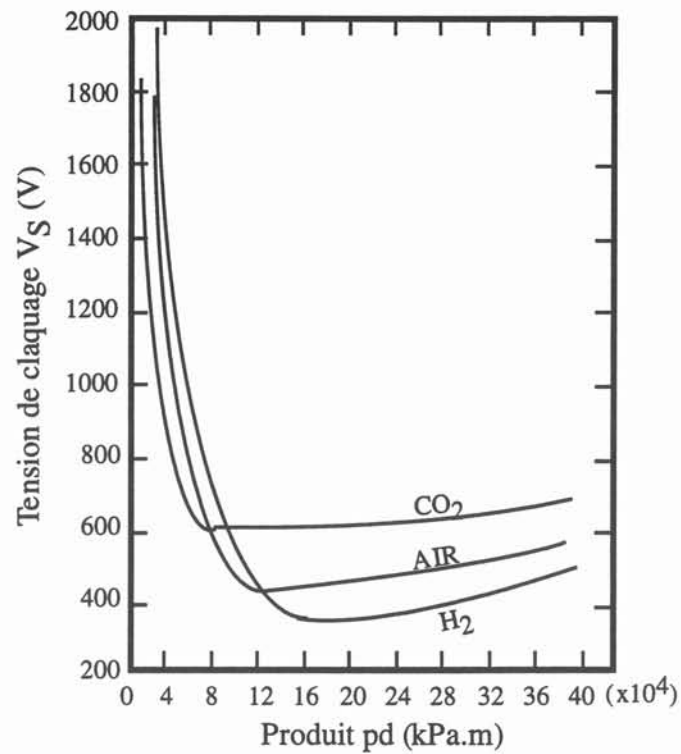


Figure III-4 : loi de Paschen

Gaz	$V_s$ (V)	$pd$ à $V_s$ (Pa.m)
Air	327	0,754
Argon	137	1,197
$\text{H}_2$	273	1,530
Hélium	156	5,320
$\text{CO}_2$	420	0,678
$\text{N}_2$	251	0,891
$\text{N}_2\text{O}$	418	0,665
$\text{O}_2$	450	0,931
$\text{SO}_2$	457	0,439
$\text{H}_2\text{S}$	414	0,798

Tableau III-1 : valeurs des coordonnées du minimum de Paschen.

Par ailleurs, certains auteurs ont proposé des relations empiriques pour calculer la tension de claquage à la pression atmosphérique dans un champ uniforme et dans l'air (Alston, 1968).

$$V_s = 2440d + 61\sqrt{d} \quad (\text{kV})$$

Ainsi dans notre configuration d'inducteur avec le tube de quartz, si l'un et l'autre sont distants de 1 mm, nous avons :

$$V_s = 4,36 \text{ kV}$$

qui est de l'ordre de grandeur des tensions de travail (5 à 7 kV).

L'influence de la haute fréquence abaisse encore cette valeur comme le montre le paragraphe suivant..

### III-1-3. Claquage à haute fréquence

Supposons que le champ dans la cavité de dimension  $d$  où est appliquée la tension  $V$  soit de la forme :

$$\frac{V}{d} \sin 2\pi ft$$

Alors, la distance maximale que peut parcourir chaque ion pendant un demi cycle est :

$$L_{\max} = \int_0^{\frac{1}{2\pi f}} \frac{V}{d} \sin 2\pi ft \, dt = \frac{\mu_p V}{\pi f d}$$

où  $\mu_p$  est la mobilité des ions positifs.

Pour  $d > L_{\max}$ , la quasi-totalité des ions ne peuvent atteindre la cathode. Il existe donc une fréquence critique  $f_c$  pour laquelle chaque ion positif créé à l'anode peut traverser la cavité jusqu'à la cathode :

$$f_c = \frac{\mu_p}{\pi d^2} V$$

En reprenant la configuration précédemment citée :

$$\mu_p^{\text{air}} = 1,3 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot (\text{FELICI})$$

$$d = 0,1 \text{ cm}$$

$$V \approx 7000 \text{ V}$$

$$\text{soit } f_c = 0,28 \text{ Mhz}$$

*Remarque* : La mobilité des ions ( respectivement des électrons ) est une grandeur qui relie la vitesse de dérive de ces particules au champ électrique appliqué (P.SEGUR)

$$w = \mu E$$

On utilise fréquemment la grandeur réduite  $E/N$  où :

$$N = p N_0$$

avec  $p$  : pression du gaz (en Torr)

$N_0$  ( $\text{m}^{-3}$ ) densité des molécules du gaz à  $P = 1$  Torr

Ainsi la littérature donne classiquement l'évolution du champ électrique réduit  $E/N$  en fonction de la mobilité réduite  $\mu_e N$  des particules (fig III-5)

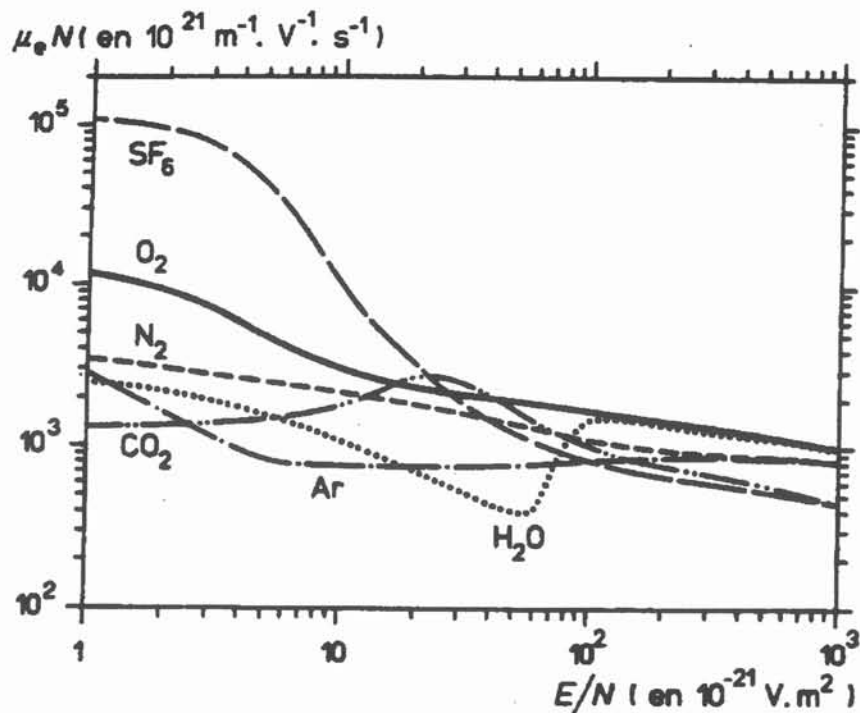


Figure III-5 : variation de la mobilité réduite  $\mu_e N$  des électrons en fonction du champ électrique réduit  $E/N$ .

Les conditions de claquage pour  $f < f_c$  sont similaires à celles obtenues en champ continu.

Pour  $f > f_c$ , la charge d'espace créée par les nuages d'ions positifs prend de l'ampleur au fur et à mesure des avalanches électroniques et déforme le champ électrique ; l'instabilité qui en résulte abaisse la tension de claquage par rapport au cas continu jusqu'à une valeur correspondant à la fréquence critique des électrons :

$$f_{ce} = \frac{\mu_e V}{\pi d^2}$$

où  $\mu_e$  est la mobilité des électrons (de l'ordre de  $10^2$  à  $10^3$  fois supérieur à  $\mu_p$ ).

Au delà de cette fréquence, les électrons oscillent entre les deux électrodes et favorisent les recombinaisons avec les ions positifs donc diminue la probabilité de claquage: la valeur de la tension disruptive augmente, jusqu'à une nouvelle valeur correspondant à une nouvelle fréquence critique  $f_{co}$ .

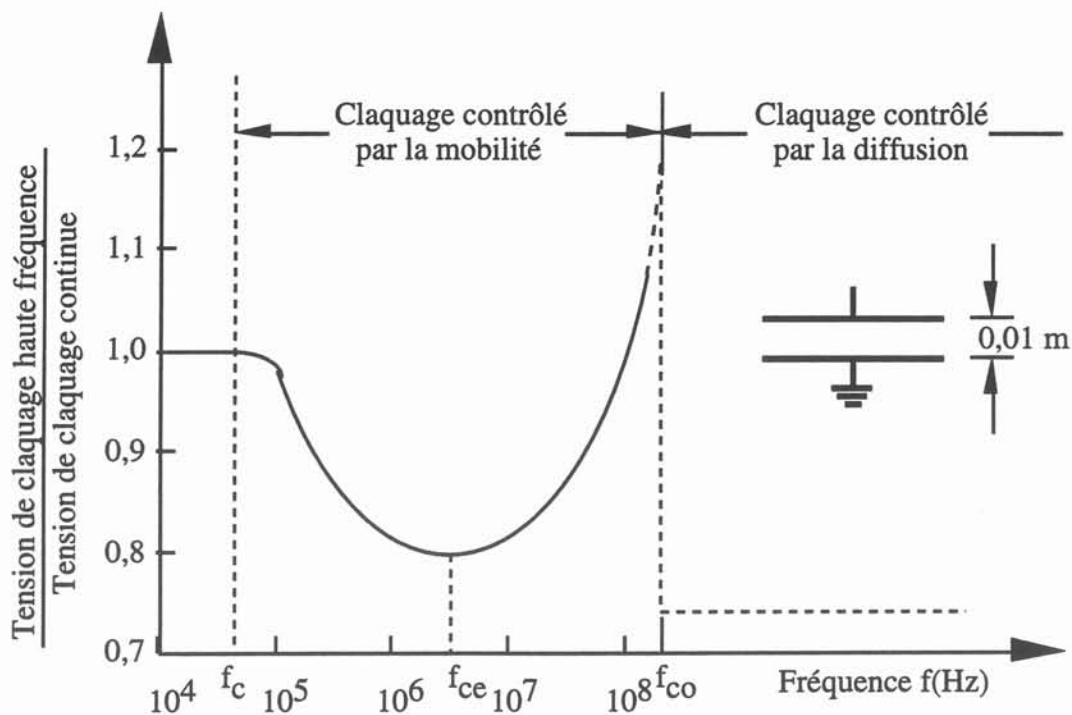


Figure III-6 : évolution du rapport entre la tension disruptive en H.F. et en continu avec la fréquence.

Au delà de  $f_{co}$ , les particules oscillent dans la cavité et les électrons sont perdus par diffusion : les électrodes n'interviennent plus dans le phénomène de claquage et la tension

disruptive chute brutalement.

On peut donc distinguer deux types de régime pour les phénomènes de claquage (fig.II- 6)

$f < f_{co}$  : le claquage est contrôlé par la mobilité des électrons;

$f > f_{co}$  : régime de diffusion

### **III-1-4 - Conclusion**

Cette étude nous a permis d'appréhender certains phénomènes électrostatiques et de définir les conditions d'apparition du phénomène descriptif appelé claquage.

L'estimation de certains paramètres correspondant aux données de notre installation montre que:

- la tension appliquée aux bornes de l'inducteur est de l'ordre de grandeur de la tension de claquage dans l'air pour une cavité de 1 mm.

- la fréquence de 3 MHz est un facteur aggravant et abaisse fortement la valeur de la tension de claquage par rapport au cas continu.

Nous n'avons pas traité ici l'influence de certains paramètres :

- forme des électrodes,
- nature du matériau composant les électrodes,
- température,
- non-uniformité du champ,
- forme de l'impulsion de la tension...

Les modifications que chacun apporte au phénomène disruptif sont détaillées dans les ouvrages cités en référence.

L'étude précédente débouche naturellement sur les moyens de protection contre les phénomènes de claquage, pour aboutir à la notion de diélectrique.

## **III-2 - MATERIAUX ISOLANTS - DIELECTRIQUES**

Nous abordons ici d'un point de vue macroscopique le comportement électrique des isolants appelés diélectriques. Les diélectriques sont essentiellement caractérisés par leurs

propriétés physiques :

- constante diélectrique,
- résistivité électrique,
- rigidité diélectrique,
- coefficient de dissipation ou angle de perte.

### III-2-1 - Propriétés électriques d'un isolant.

Toutes les propriétés électriques des isolants peuvent s'interpréter, à l'échelle macroscopique, par l'apparition dans tout volume initialement neutre d'un moment dipolaire électrique : c'est le phénomène de polarisation. En effet, sous l'action d'un champ électrique, dans tout élément de volume, le barycentre des charges positives et celui des charges négatives se séparent, formant un dipôle électrique.

On définit alors un vecteur polarisation (ou densité de moment dipolaire)  $\vec{P}$ .

Le potentiel électrostatique créé dans le diélectrique est analogue à une distribution macroscopique de charges ayant une densité en volume  $\rho_p$  et une densité superficielle  $\sigma_p$

$$\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P} \quad \sigma_p = \vec{P} \cdot \vec{n}$$

$\vec{n}$  étant le vecteur normal à la surface de l'isolant.

#### 2-1-2 - Permittivité relative.

Dans un milieu isotrope et pour des champs pas trop intenses, la relation entre  $\vec{P}$  et  $\vec{E}$  est décrite par la relation :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$$

Le coefficient  $\chi_e$  est appelé susceptibilité du matériau (nombre sans dimension).

On définit alors le vecteur induction électrique  $\vec{D}$  par

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \cdot \vec{E}$$

$\epsilon$  est appelé permittivité du matériau et  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$  permittivité relative ou constante diélectrique.

Cette grandeur quantifie la réponse du diélectrique à un champ électrique imposé et on peut montrer que l'énergie stockée par unité de volume est  $1/2 \epsilon_0 \epsilon_r E^2$ . Ces considérations sont de première importance dans la fabrication des condensateurs.

### *Champ à l'intérieur d'une cavité.*

La perforation des diélectriques par ionisation des vacuoles présentes dans le matériau est à l'origine de la plupart des accidents qui se produisent au bout d'un certain temps de service en courant alternatif.

ABDEL-SALAM montre que le champ dans une cavité sphérique d'un diélectrique soumis à un champ  $\vec{E}$  est :

$$E_t = \frac{2 + \epsilon_r}{3} E$$

La forme de la cavité est un facteur important puisque si on considère une cavité ayant l'aspect d'un disque plat, normal au champ, on obtient :

$$E_t = \epsilon_r E.$$

Or, pour les diélectriques courants :  $5 \leq \epsilon_r \leq 10$ . Ainsi, même si la tension appliquée au diélectrique est inférieure à la valeur critique de claquage, il peut y avoir ionisation de l'air à l'intérieur de ces cavités d'où des phénomènes d'échauffement qui conduisent au claquage.

### 2-1-2 - La rigidité diélectrique

C'est le champ électrique maximum que peut supporter le diélectrique : au delà, il y a perforation. L'isolant est alors détruit sur le trajet de l'étincelle, qui crée un canal conducteur permanent : dans un diélectrique organique c'est du carbone. Cet exemple est à rapprocher de nos problèmes de claquage via le joint carboné placé entre le tube de quartz et la platine qui supporte la torche.

Il n'existe pas une valeur de champ pour un diélectrique donné : celle-ci dépend de la manière dont il est appliqué. S'il s'agit de chocs électriques répétés, le diélectrique se perce pour une tension souvent très faible si les chocs sont très nombreux.

D'une façon générale, c'est pour la tension continue constante que les isolants se comportent le mieux.

### 2-1-2 - L'angle de perte

Si nous plaçons un diélectrique dans un champ électrique sinusoïdal, la polarisation  $P(t)$  et le champ  $E_p$  créés sont eux aussi sinusoïdaux :

$$E(t) = E_0 \cos \omega t$$

Si les variations du champ  $E$  sont rapides, la polarisation induite suit ces variations avec un certain retard, la polarisation nécessitant le déplacement d'électrons, d'ions... Expérimentalement, on peut observer un déphasage  $\phi$  entre  $P$  et  $E$  :

$$P(t) = \epsilon_0 \chi E_0 \cos (\omega t - \phi)$$

ou 
$$P(t) = \epsilon_0 (\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t) E_0$$

De même pour  $D = \epsilon_0 P + P$  :

$$D(t) = (\epsilon' \cos \omega t + \epsilon'' \sin \omega t) E_0$$

$$\text{avec } \epsilon'(\omega) = \epsilon_0 [1 + \chi'(\omega)], \quad \epsilon''(\omega) = \epsilon_0 \chi''(\omega)$$

$\chi'$  et  $\chi''$  sont les susceptibilités complexes dont nous détaillons l'utilisation plus loin.

Le déphasage  $\delta(\omega)$  entre  $D$  et  $E$  peut être explicité :

$$D(t) = (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2} \cos (\omega t - \delta) E_0$$

$$\tan \delta(\omega) = \epsilon'' / \epsilon'$$

$\delta(\omega)$  est l'angle de perte et caractérise les pertes par hysteresis (fig. III.7). Sa connaissance est essentielle en alternatif, d'autant plus que la fréquence est élevée. En basse fréquence, on ne



doit s'en préoccuper que pour les condensateurs, câbles... où le champ est élevé.

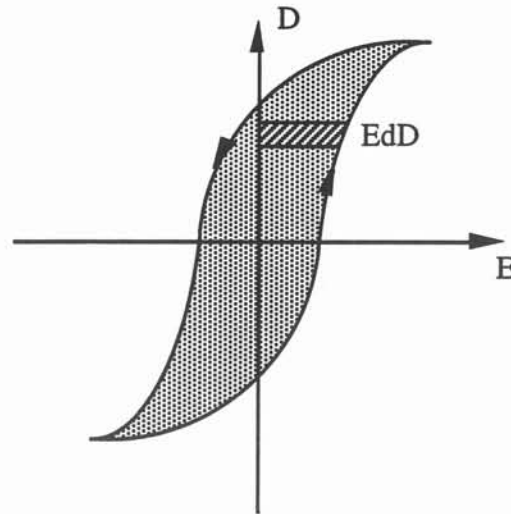


fig III-7 : cycle d'hystérésis parcouru par  $D(E)$ . L'aire de la surface décrite correspond à l'énergie stockée dans le diélectrique

#### *Aspect énergétique*

Considérons un condensateur plan et un diélectrique homogène et isotrope. L'énergie reçue par le diélectrique par unité de volume au cours d'un cycle est :

$$W_e = \oint E \cdot dD = \oint E \cdot dP \quad (\text{aire du cycle de la fig. III-7})$$

soit  $W_e = \pi \epsilon'' (E_0)^2$  en reprenant les expressions de  $E$  et  $D$  citées précédemment.

Ainsi, la puissance électrique moyenne absorbée au cours du temps s'obtient en multipliant  $W_e$  par la fréquence  $f = \frac{\omega}{2\pi}$

$$P_e = \omega \frac{\epsilon'' (E_0)^2}{2}$$

ou  $P_e = \omega \tan \delta \frac{\epsilon' (E_0)^2}{2}$  directement proportionnelle à  $\tan \delta$ .

Cette puissance est à l'origine d'un échauffement du diélectrique et comme l'angle de perte augmente généralement avec la température, il augmente de plus en plus avec l'échauffement et le risque de claquage est augmenté.

Si la puissance est élevée, il se produit un échauffement qui peut aller jusqu'à la fusion ou la

destruction de l'isolant. Nous avons observé ce phénomène sur l'installation en utilisant du plexiglass pour isoler les plaques de compensation des amenées de l'inducteur : pour une valeur de la puissance appliquée relativement faible, celui-ci chauffait de façon intense.

En alternatif, il est commode de définir des grandeurs complexes :

$$E(t) = \text{Re} (\mathcal{E}_\omega(t)) \quad \text{avec } \mathcal{E}_\omega(t) = \varepsilon_0 e^{-i\omega t}$$

$$P(t) = \text{Re} (\mathcal{P}_\omega(t))$$

La relation entre polarisation et champ complexe devient

$$\mathcal{P}_\omega(t) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \mathcal{E}_\omega(t)$$

qui nous amène à définir une susceptibilité complexe

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$$

et une permittivité électrique complexe :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$$

ainsi qu'une constante diélectrique complexe  $\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon(\omega) / \varepsilon_0$

Lorsqu'on applique un champ électrique à un diélectrique, la polarisation qui apparaît atteint une valeur finale au bout d'un certain temps de relaxation  $\tau$ . On distingue alors deux valeurs  $P_0$  et  $P_\infty$  (fig III-8) qui correspondent respectivement aux polarisations électronique-ionique et d'orientation (création d'une orientation moléculaire moyenne, sensible dans les liquides). Ce résultat amène la définition de deux permittivités relatives  $\varepsilon_{r0}$  et  $\varepsilon_{r\infty}$ .

Sachant 
$$P(t) = P_\infty - (P_\infty - P_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

$$P = P' + jP'' \quad \varepsilon_r = \varepsilon_r' + j\varepsilon_r''$$

On montre que :

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} - \frac{\varepsilon_{r\infty} - \varepsilon_{r0}}{1 + \omega^2\tau^2} (\varepsilon_{r\infty} - \varepsilon_{r0})$$

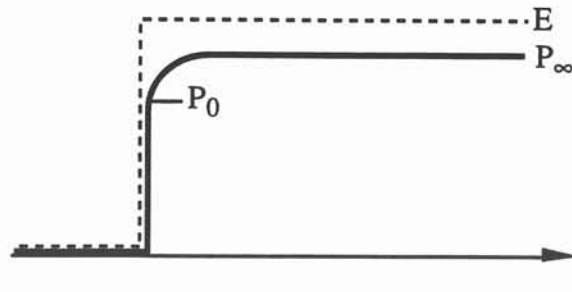


Figure III-8 : évolution de la polarisation d'un diélectrique soumis à un champ électrique E.

dont les variations en fonction de la fréquence sont représentées sur la figure II-9 et où on peut distinguer les différents types de polarisation : électronique, ionique et d'orientation.

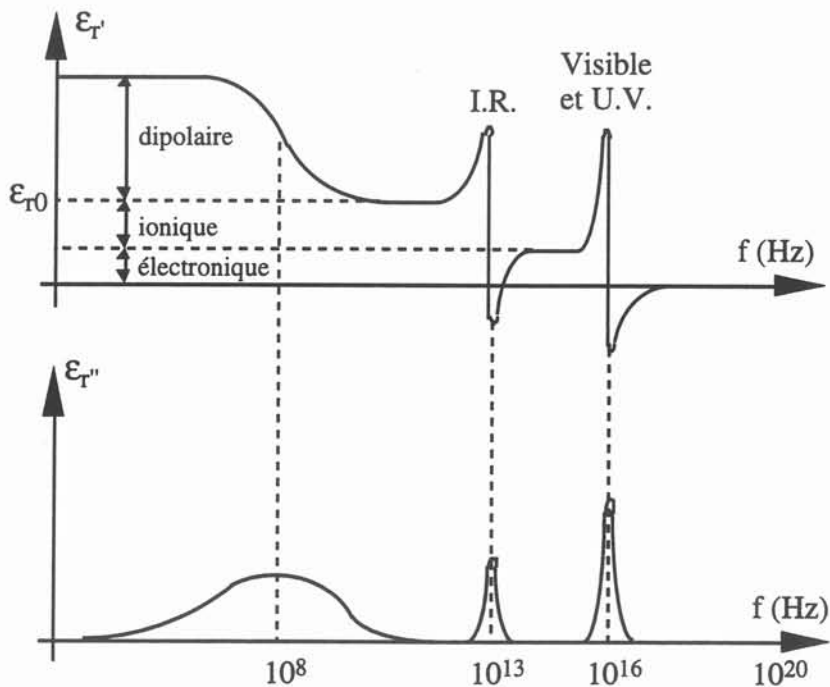


Figure III-9 : évolution de la permittivité complexe avec la fréquence.

### III-2-2 - Choix des matériaux adaptés

L'étude du paragraphe précédent nous a permis de définir les grandeurs caractéristiques d'un diélectrique et l'influence des valeurs qu'elles prennent respectivement :

- *constante diélectrique* : sa valeur revêt une importance dans le cadre de la

technologie des condensateurs. Pour notre part, nous chercherons plutôt une valeur assez basse pour limiter le phénomène d'ionisation d'éventuelles cavités présentes dans le diélectrique,

- *rigidité diélectrique* : bien entendu, sa valeur devra être maximale,
- *angle de perte* : une forte valeur peut être à l'origine de la destruction de l'isolant par échauffement. Etant donnée la fréquence à laquelle nous travaillons (3 à 3,5 MHz) nous ne devons pas excéder une valeur de l'ordre de  $10^{-2}$  pour  $\text{tg}\delta$ .

Le tableau III.2 donne quelques valeurs pour différents matériaux susceptibles de nous intéresser.

Les matériaux que nous choisissons devront en outre supporter de hautes températures (dans l'enceinte) et avoir une bonne résistance mécanique. Leur mise en forme sera aisée et peu coûteuse.

Finalement, divers matériaux ont été sélectionnés pour des utilisations distinctes sur l'installation

- *silice vitreuse* : c'est le matériau constitutif du tube sur lequel repose la torche et qui permet l'isolation de l'enceinte vis à vis de l'atmosphère extérieur. Cette pièce doit présenter des états de surface relativement propres pour assurer l'étanchéité ;

- *Téflon* : ne supportant pas les hautes températures mais d'une bonne flexibilité, le Teflon a été choisi comme isolant entre les plaques de compensation des amenées de l'inducteur;

- *Mica* : pour les pièces soumises à des hautes températures (on se reportera à la partie I pour visualiser les différents éléments) ;

- *Kapton* : pour isoler la torche du tube de quartz extérieur ;

- enfin, l'inducteur a été enrobé d'une *résine* à propriétés diélectriques.

Outre leurs bonnes qualités vis à vis des champs électriques élevés, et pour certains, leur excellent comportement aux hautes températures, ces matériaux ont une durée de vie (tant au niveau de leur tenue mécanique que de leurs propriétés intrinsèques) intéressante dans le cadre d'un dispositif industriel pouvant fonctionner plusieurs heures en continu.

Matériaux	$\epsilon_r$	$\tan\delta$ 1 MHz	Résistivité transversale $\Omega.cm$	Rigidité diélectrique kV/mm
<b>Thermoplastiques</b>				
PVC	3,3 à 4,5	$4.10^{-2}$ à $1,4.10^{-1}$	$10^{11}$ à $10^{15}$	12 à 40
PMMA	2,7 à 3,2	$2.10^{-2}$ à $3.10^{-2}$	$10^{15}$ à $10^{16}$	15 à 20
Polystyrène	2,4 à 2,6	$4.10^{-4}$ à $10^{-3}$	$10^{17}$	25 à 30
PTFE (Téflon)	2,0	$1.10^{-4}$ à $2.10^{-4}$	$10^{18}$ à $10^{19}$	20
<b>Isolants naturels</b>				
Caoutchouc	2,7	$5.10^{-4}$ à $2.10^{-3}$	$10^{15}$ à $10^{17}$	20 à 25
Ebonite	2,8	$5.10^{-3}$ à $10^{-2}$	$10^{14}$ à $10^{16}$	18 à 25
Papier pour condensateur	1,5 à 2,8*	$9,5.10^{-4}$ à $1,7.10^{-3}$ * (sec)	$5.10^{15}$ (sec)	27 à 66
<b>Isolants minéraux</b>				
Alumine	4,5 à 8,4	$2.10^{-4}$ à $10^{-2}$	$10^{11}$ à $10^{16}$	8 à 12
Mica phlogopite	5,0 à 6,0	$10^{-3}$ à $10^{-2}$	$10^{13}$ à $10^{14}$	
Mica muscovite	6,0 à 8,0	$5.10^{-4}$ à $2.10^{-3}$	$10^{15}$ à $10^{16}$	
Quartz	6,0 à 8,0**	$3,5.10^{-3}$ à $2.10^{-2}$	$10^{13}$ à $10^{15}$	16
Silice vitreuse	3,8	$9.10^{-4}$	$>10^{11}$ (20 °C) $5.10^{11}$ (250°C)	
<b>Caoutchoucs et élastomères synthétiques</b>				
Caout. nitrile	3,9 à 10	$3.10^{-2}$ à $5.10^{-2}$	$10^{12}$ à $10^{15}$	15 à 20
Caout. silicone	3,1 à 4,2	$7.10^{-4}$ à $2.10^{-3}$	$3.10^{13}$ à $2.10^{15}$	15 à 20
<b>Film thermoplastique</b>				
Polyimide (Kapton)	3,9**	$1,8.10^{-3}$ **	$10^{14}$	220

(\*) valeurs à 50 ou 60 Hz

(\*\*) valeurs à 1 kHz

Tableau II-1 : valeurs des grandeurs électriques pour différents diélectriques usuels.

### III-3- CONCLUSION

Cette étude nous a permis de définir les causes des problèmes électrostatiques auxquels nous étions confrontés dans la première phase de mise au point d'un dispositif de plasma inductif de forte puissance en cage froide.

Nous avons été amenés à définir des matériaux adaptés aux conditions particulières de fonctionnement d'un tel système :

- fortes températures,
- rayonnement intense,
- champ électrique élevé,

auxquels ces pièces sont soumises sur des échelles de temps de l'ordre de quelque heures.

Ces matériaux sont, pour la plupart, issus du domaine de l'électrotechnique où les tensions appliquées, en régime continu ou alternatif, sont également très importantes mais dans des conditions thermiques moins contraignantes.

Les matériaux que nous utilisons offrent en outre une excellente stabilité chimique qui évite toute pollution des poudres que nous traitons ou bien encore de l'organisme humain.

Leur bon comportement mécanique les rend facilement usinables et permet une manutention aisée.

## BIBLIOGRAPHIE

D. DELAGE, R. ERNST, *Modélisation électrique d'un système de fusion par induction en creuset froid*, RGE, pp 226-272 (avril 1985).

P. HUMBERT, *Mise au point d'une installation pilote de purification du silicium par plasma inductif et modélisation des phénomènes de transfert de matière et de chaleur plasma-particule*, Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie.

A.E. MENSING, L.R. BOEDEKER, *Theoretical investigation of R.F., induction heated plasma*, NASA, CR-1312 (1969).

P. SEGUR, *Gaz isolants*, Techniques de l'Ingénieur (D2530, D2531).

M. ABDEL-SALAM, *Electrical Breakdown of Gases, High Voltage Engineering, Theory and Practice*, edited by Khalfa, marcel Dekker inc.

H. RAETWER, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworth and Company (Publishers) Ltd, London (1964).

L.L. ALSTON, *High Voltage Technology*, Oxford University Press, Oxford (1968).

R. PAPOULARD, *Phénomènes Electriques dans les gaz*, Dunod (1963).

A.M. POINTU, *Physique des décharges*, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université Paris Sud.

N. FELICI, *Diélectriques*, cours dispensé à l'ENSHMG (1966).

M. BERTIN, J.P. FAROUX, J. RENAUX, *Electromagnétisme 4, Milieux diélectriques et milieux aimantés*, BORDAS (1984).

## **CHAPITRE IV**

### **MISE EN OEUVRE DU PROCEDE PLASMA INDUCTIF**





## **I - PURIFICATION ET SPHEROIDISATION D'EPONGES DE TITANE**

L'intérêt de cette opération réside dans l'obtention d'une poudre de titane de qualité métallurgique directement à partir d'éponges de titane à forte teneur en impuretés (notamment en chlore et en oxygène).

Outre l'évolution des teneurs en impuretés, nous avons étudié l'effet de la flamme plasma sur l'aspect général de la poudre et plus précisément sur sa répartition granulométrique, pour mettre en évidence l'importance à porter à la taille des particules en fonction du résultat souhaité : fusion partielle ou au contraire vaporisation complète, simple sphéroïdisation ou obtention de poudre submicronique...

Nous nous sommes également intéressés à la modélisation de la fusion de particules dans un plasma d'argon pour contrôler l'état physique de la poudre en fonction de paramètres tels que la granulométrie ou le rayonnement du matériau en fusion.

### **I-1- DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CONDITIONS OPERATOIRES**

L'introduction des particules au coeur de la flamme plasma est rendue possible par l'utilisation de l'injecteur, relié à un distributeur de poudre (Metco) qui véhicule celle-ci par lit fluidisé (figure I-1). Nous avons d'ailleurs dû modifier ce distributeur pour pouvoir travailler sous atmosphère contrôlée (argon) et éliminer les impuretés des échantillons.

Les paramètres du distributeur (débit de gaz vecteur et pression dans la trémie) sont réglés à l'avance en fonction du débit de poudre souhaité (30 à 50 g/mn en général) puis le plasma est amorcé jusqu'à la pression atmosphérique pour une puissance de l'ordre de 60 à 80 kW au réseau, soit environ 25 kW dans le plasma. Le débit total du gaz est de 120 l/mn, équitablement réparti entre les gaz annulaire et central.

La présence de particules métalliques dans la flamme ne provoque aucune perturbation d'ordre électrique (la vaporisation se produit en aval de l'inducteur) ou bien hydrodynamique. Seule la pression à l'intérieur de l'enceinte est un paramètre sensible, qui influe directement sur le débit de poudre. En effet celui-ci est contrôlé dans la trémie par une différence de pression amont-aval, technique très efficace dans le cadre de projection à pression atmosphérique mais inadaptée à notre configuration.

La poudre est récupérée en sortie de flamme dans un entonnoir en acier inoxydable refroidi qui la canalise vers un récipient posé au fond de l'enceinte. Nous considérons qu'il n'y a aucun effet de trempe dans cette procédure et que les particules se solidifient au contact des gaz chauds de l'enceinte (150 à 200 °C).

## I-2- RESULTATS EXPERIMENTAUX

Deux types de résultats sont considérés :

- aspect granulométrique et géométrique ;
- effet purificateur de la flamme plasma.

### I-2-1- Poudre de titane de 120 $\mu\text{m}$

Des enregistrements réalisés sur granulomètre laser (Mastersizer de chez Malvern) nous ont permis d'établir un diagnostic des phénomènes dans la flamme plasma en fonction des paramètres taille initiale de particule et débit de poudre.

La sphéroïdisation de la poudre introduite est réalisée avec un taux de 100 % (photos I.1). Cela montre qu'il y a eu au moins fusion complète de celle ci jusqu'au coeur. L'obtention de poudre sphéroïdisée est d'un grand intérêt dans les domaines de la métallurgie des poudres et de la projection plasma, où une bonne coulabilité du matériau est indispensable.

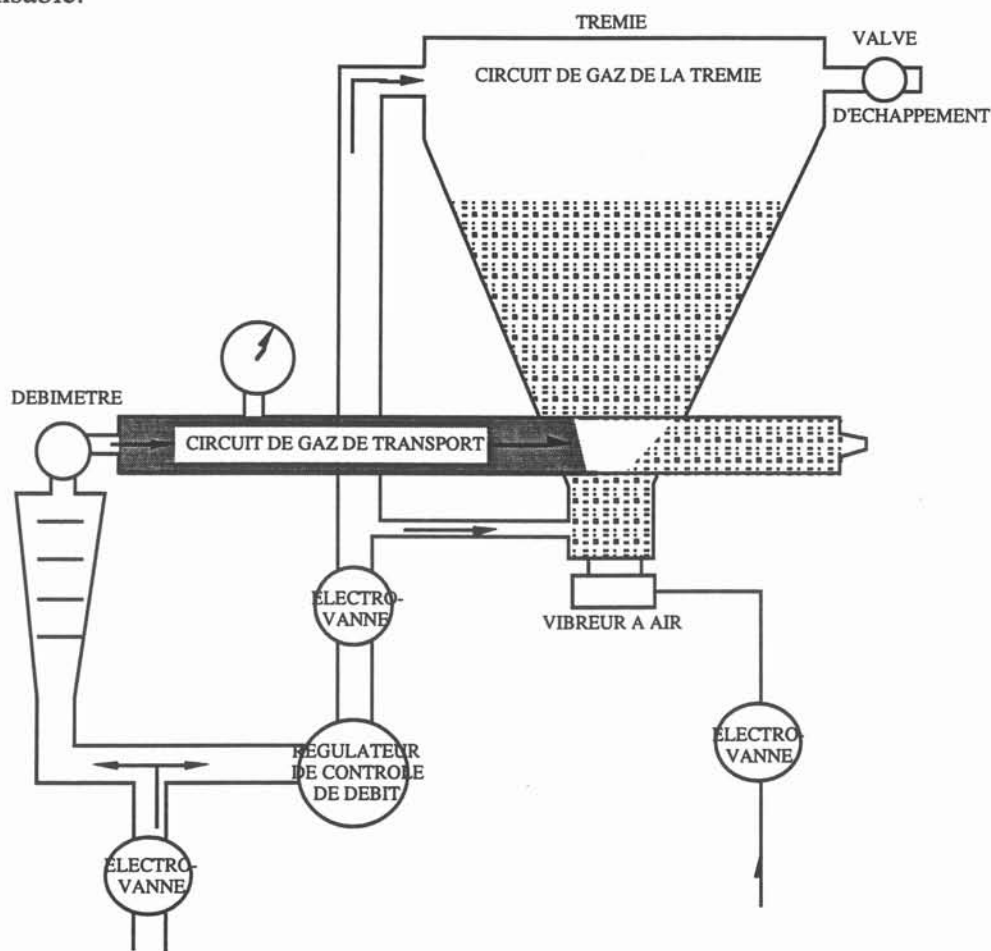
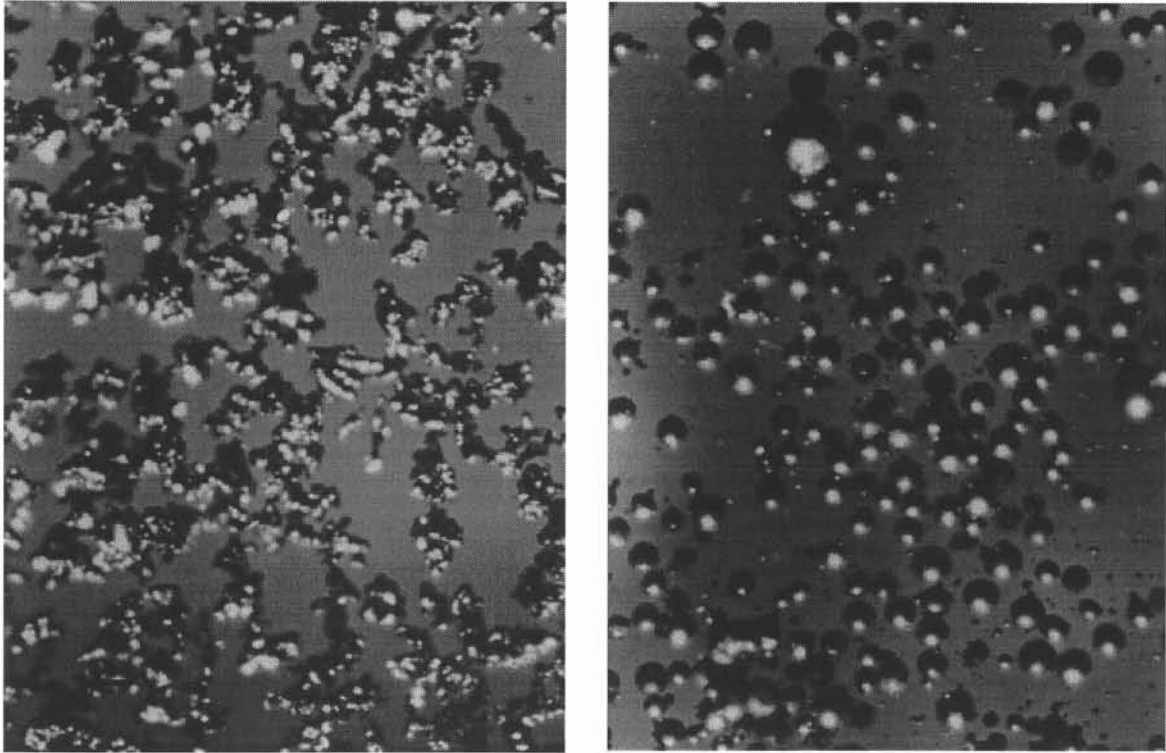


Figure I-1 : principe de fonctionnement du distributeur de poudre METCO.



Photos I-1 : évolution de l'aspect de la poudre avant et après traitement.

Une granulométrie réalisée sur les échantillons avant et après passage dans le plasma met en évidence (figure I-2a et b) :

- la disparition des plus fines particules ( $d < 10 \mu\text{m}$ ) : vaporisées, elles se sont condensées sous forme submicronique. Collées sur les parois de l'enceinte elles n'ont pu être recueillies et prise en compte dans la répartition granulométrique;
- l'apparition d'une classe prépondérante centrée sur  $20 \mu\text{m}$  et constituée des anciennes particules de taille comprise entre  $30$  et  $50 \mu\text{m}$  qui se sont vaporisées lors de la fusion ;
- les grains de diamètre supérieur à  $50 \mu\text{m}$  ont été simplement fondus et leur répartition granulométrique est pratiquement inchangée.

Ces résultats sont très intéressants pour l'utilisation optimale de notre installation : en fonction de la puissance plasma dont nous disposons, nous pouvons déterminer la classe granulométrique idéale pour obtenir soit une simple sphéroïdisation des particules, soit une vaporisation complète pour l'élaboration de particules submicroniques.

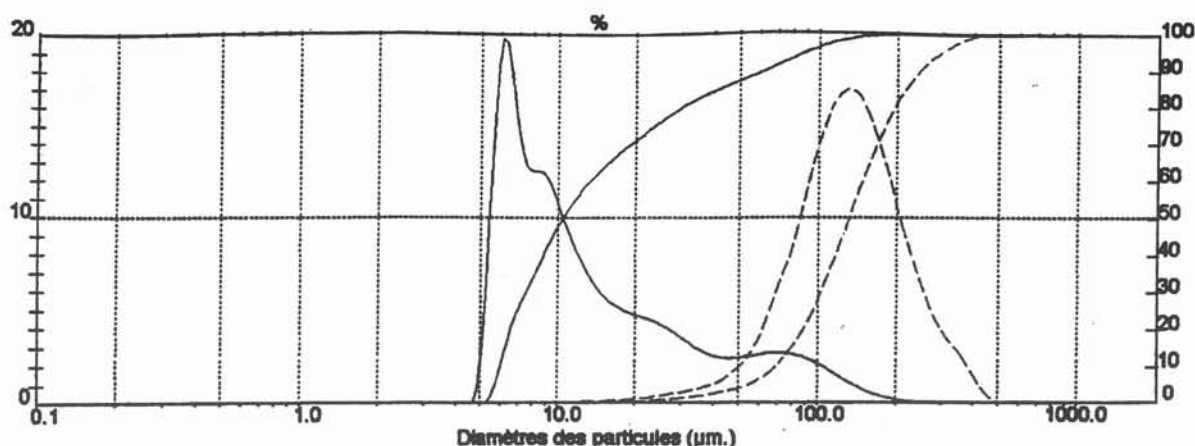


Figure I.2 a - Répartition granulométrique de la poudre de titane utilisée en nombre (trait plein) et en volume (trait pointillé) avant passage dans le plasma.

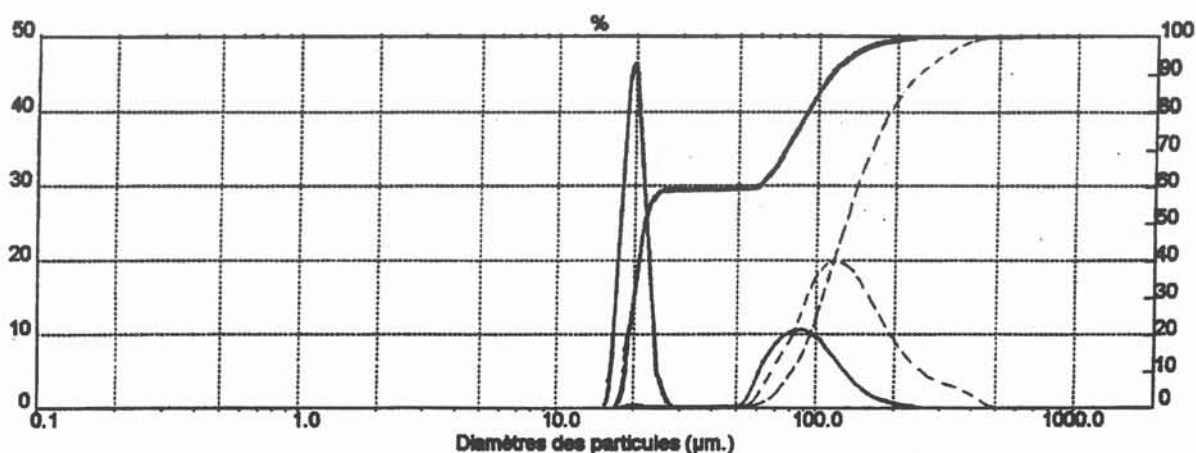


Figure I.2 b - La même poudre après traitement.

Les résultats de purification (tableau I.1) montrent l'efficacité du procédé pour des impuretés tels que le chlore (dosé par précipitation d'AgCl après dissolution de l'échantillon dans un mélange HF+HNO<sub>3</sub>) ou l'azote (teneur mesurée par détection catharométrique). En ce qui concerne l'oxygène (dosée par une cellule infrarouge sous forme de CO<sub>2</sub>), on observe une augmentation de la teneur qui est d'autant plus sensible que la taille des particules est faible. En effet, pour évaluer l'influence du *paramètre taille de particule*, la poudre de départ a été tamisée et trois classes granulométriques ont été définies : 50-80 μm, 80-125 μm et >125 μm.

L'aspect noirâtre de la poudre la plus fine après traitement et son caractère pyrophorique (inflammation spontanée à l'air) nous laissait penser qu'elle présentait le taux en oxygène le plus faible mais les analyses chimiques ont montré le contraire. La vaporisation complète du matériau favorise donc la pollution en oxygène dans le cas où l'atmosphère de confinement ne présente pas une teneur 0 dans cet élément. Le diagramme d'Ellingham montre en effet la très forte affinité du titane pour cet élément (figure I-3).

Ce résultat est à mettre à la charge du distributeur de poudre dont les spécificités ne sont pas adaptées à un travail sous atmosphère contrôlée.

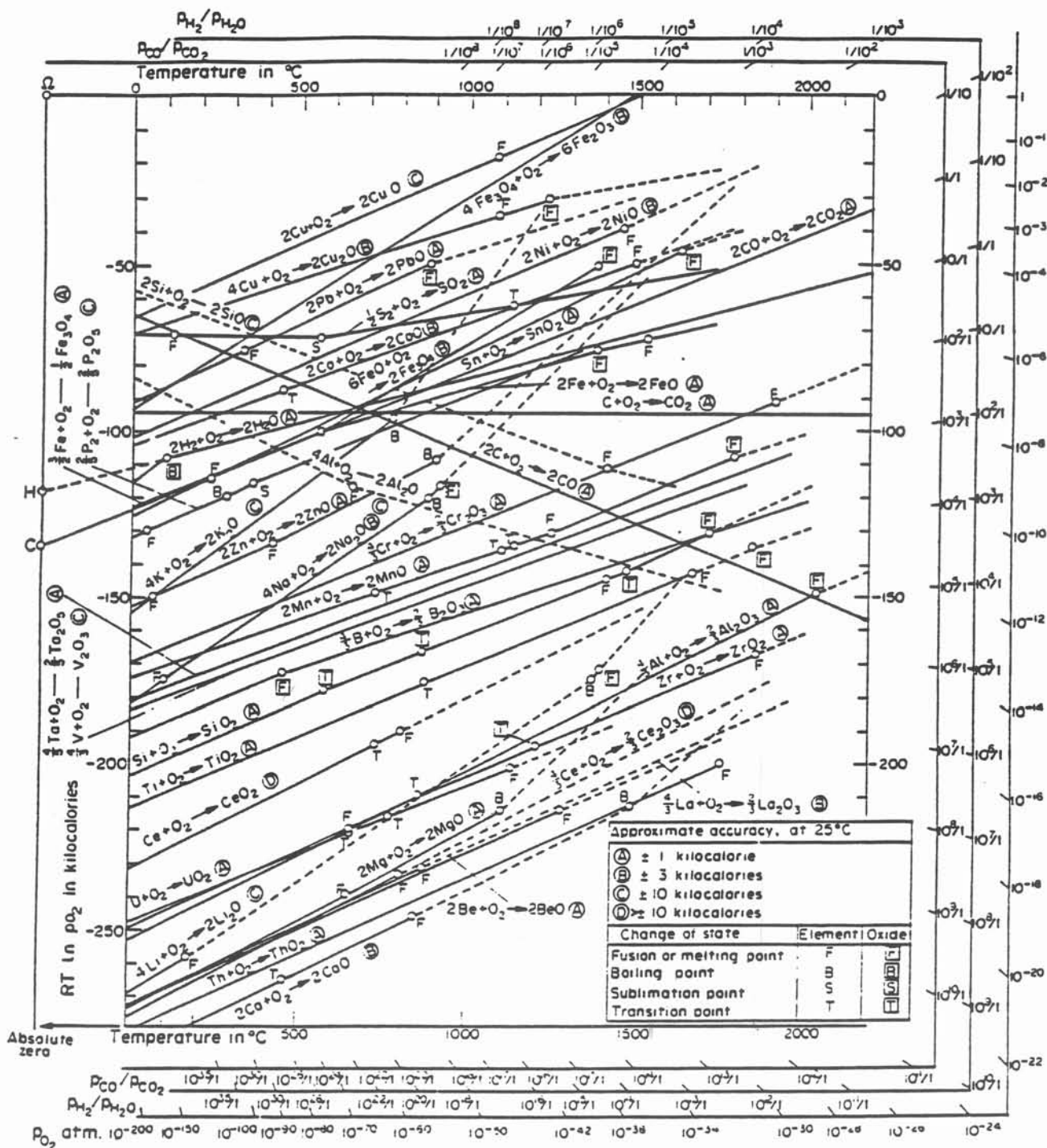


Figure I-3 : diagramme d'Ellingham. Plus on est bas dans le graphe et plus l'affinité de l'élément pour l'oxygène est forte.

Echantillons	Cl (ppm)	O <sub>2</sub> (ppm)	N <sub>2</sub> (ppm)
<b>POUDRE 1 - 120 µm</b>			
P1 initiale	1320	695	43
50-80 initiale	1130	780	28
P1 traitée	290	1200	7
50-80 traitée	360	1685	20
80-125 traitée	220	1013	7,7
>125 traitée	210	842	12
<b>POUDRE 2 - 50 µm</b>			
P2 initiale	810	2150	20
P2 - 16g/mn	250	4346	64
P2 - 24 g/mn	350	3562	35

Tableau I.1 - évolution de la teneur (ppm) en oxygène, azote et chlore dans la poudre avant et après traitement plasma.

Les particules de taille supérieure à 125 µm présentent une teneur deux fois moins élevée en oxygène que les particules de 50 µm. Ce résultat s'explique non seulement par une surface spécifique nettement inférieure (grossièrement dans un rapport de l'ordre de 6,25) mais aussi par le fait qu'elles ne soient pas vaporisées dans la flamme plasma.

### I-2-2- Poudre de titane de 50 µm

L'évolution de la répartition granulométrique de ces poudres est représentée sur la figure II-4, pour deux **débits** de poudre différents (16 et 24 g/mn).

On constate :

- la sphéroïdisation complète de la poudre ;
- comme précédemment, la disparition d'une classe granulométrique, plus marquée dans le cas du faible débit ainsi que l'apparition d'une classe prépondérante (en nombre) ;



- une nette diminution de la taille moyenne des particules :

16 g/mn : 50 → 20  $\mu$ m

24 g/mn : 50 → 40  $\mu$ m.

- une augmentation de la teneur en oxygène qui va dans le sens des observations réalisées sur la première poudre : la plus forte teneur est obtenue dans le cas du débit le plus faible, où le phénomène de vaporisation est favorisé.

### **I-2-3- Conclusions**

Cette étude a confirmé l'impossibilité d'éliminer l'oxygène du titane par simple fusion du matériau. L'ajout d'un réducteur est indispensable pour obtenir des concentrations inférieures à une centaine de ppm.

En revanche le contrôle de la fusion des particules doit permettre de ne pas augmenter la teneur de la poudre de départ tout en diminuant de façon sensible celle d'autres éléments comme le chlore et l'azote.

Deux paramètres prépondérants se dégagent pour maîtriser les caractéristiques de notre matériau en sortie de torche :

- répartition granulométrique initiale ;
- débit d'injection de la poudre ;

Tous deux conditionnent les phénomènes se déroulant au coeur de la flamme plasma, notamment l'état physique de la poudre (liquide ou vapeur). Cela nous permet donc de définir un cahier des charges du matériau de départ en fonction du produit demandé : poudres sphériques, particules submicroniques , teneur en oxygène contrôlée, ...

Il nous resterait à vérifier la part que prend l'évolution de la géométrie des particules (sphéroïdisation) dans les modifications constatées sur la granulométrie. En effet, l'appareil de mesure, dont le principe repose sur la diffraction d'un rayon laser par les particules, considère des sphères pour estimer leur volume : la photo I-1 montre l'inexactitude de cette approximation pour la poudre initiale.

Enfin, il nous semblait intéressant de modéliser la fusion de particules dans un plasma et de comparer nos résultats à ceux obtenus expérimentalement.



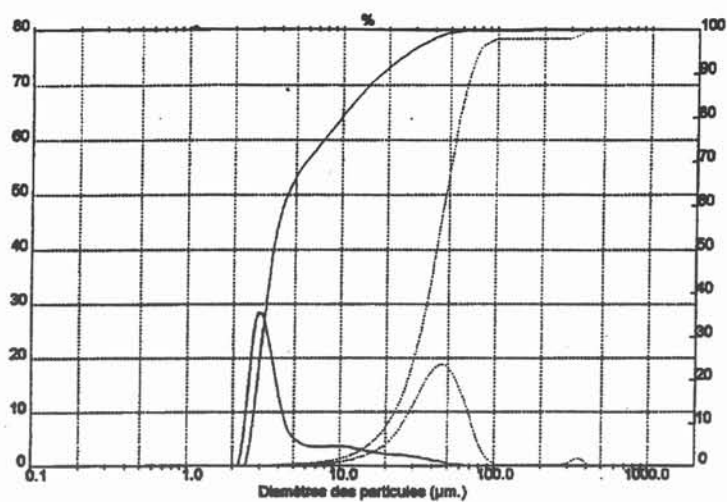


Figure I-4a : répartition granulométrique de la poudre de 50  $\mu\text{m}$ .

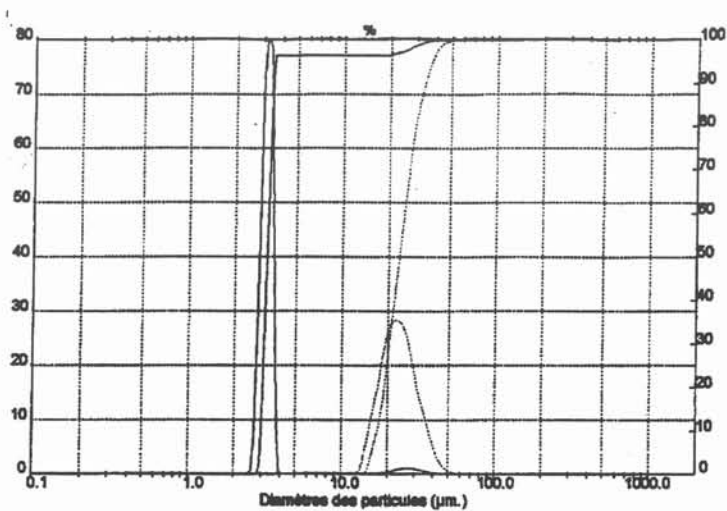


Figure I-4b : répartition granulométrique de la poudre après passage dans la flamme plasma (débit de 16 g/mn).

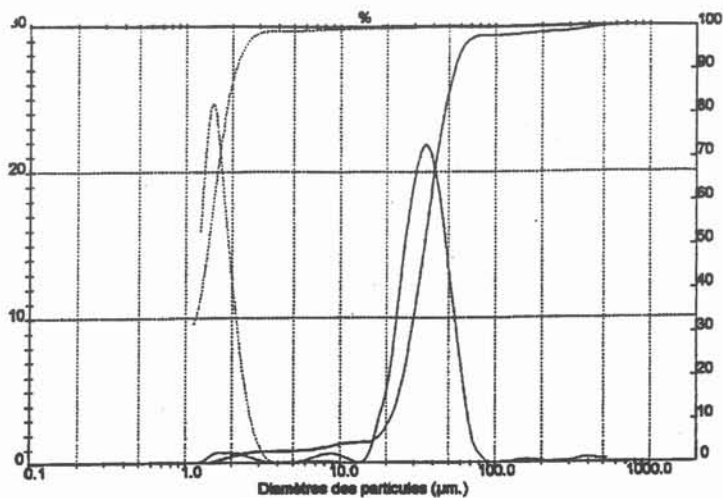


Figure I-4c : idem b avec  $d = 24 \text{ g/mn}$ .

### I-3- MODELISATION DE LA FUSION DE PARTICULES

Un logiciel aux éléments finis mis au point au laboratoire MADYLAM (Y. DU TERRAIL) a été exploité pour modéliser la fusion de particules de différents matériaux dans le plasma. Il est réalisé par discrétisation de l'équation de la chaleur par la méthode des différences finies en coordonnées axisymétriques et permet d'envisager plusieurs cas de modélisations possibles (réactions de dissolutions, sources de chaleur interne ...). Destiné à la simulation de la fusion d'un fil fourré trempé dans un bain à température constante, il a dû être adapté à notre cas de figure (L. GROS) :

- passage en coordonnées sphériques ;
- température variable au cours du temps ;
- changement de phase liquide-vapeur.

Nous avons affecté une histoire thermique aux particules en utilisant les résultats de la littérature (figure I-5).

Les hypothèses de calculs sont :

- la particule est placée dans un plasma infini et ne subit pas l'influence des particules voisines ;
- on considère que l'échange de chaleur entre le plasma et la particule se fait par conduction gazeuse ;
- il n'y a pas de réactions chimiques à l'intérieur du matériau ;
- l'effet Knudsen n'est pas pris en compte ;
- on considère qu'il n'y a pas de transformations allotropiques ( $\alpha$ - $\beta$  pour le titane) ;
- lorsque la particule est fondue, on admet que le mouvement de convection dans la phase liquide est négligeable ;
- par rapport aux résultats de BOULOS, on prendra les mêmes températures, mais les valeurs des vitesses seront multipliées par 3 en raison du débit plus important dans notre cas (60 l/mn).
- la géométrie de la torche est similaire à celle utilisée dans la modélisation numérique mais simplifiée à l'extrême (rayon de 50 mm pour une longueur de 200 mm) ;
- on admet que les particules suivent une trajectoire verticale.

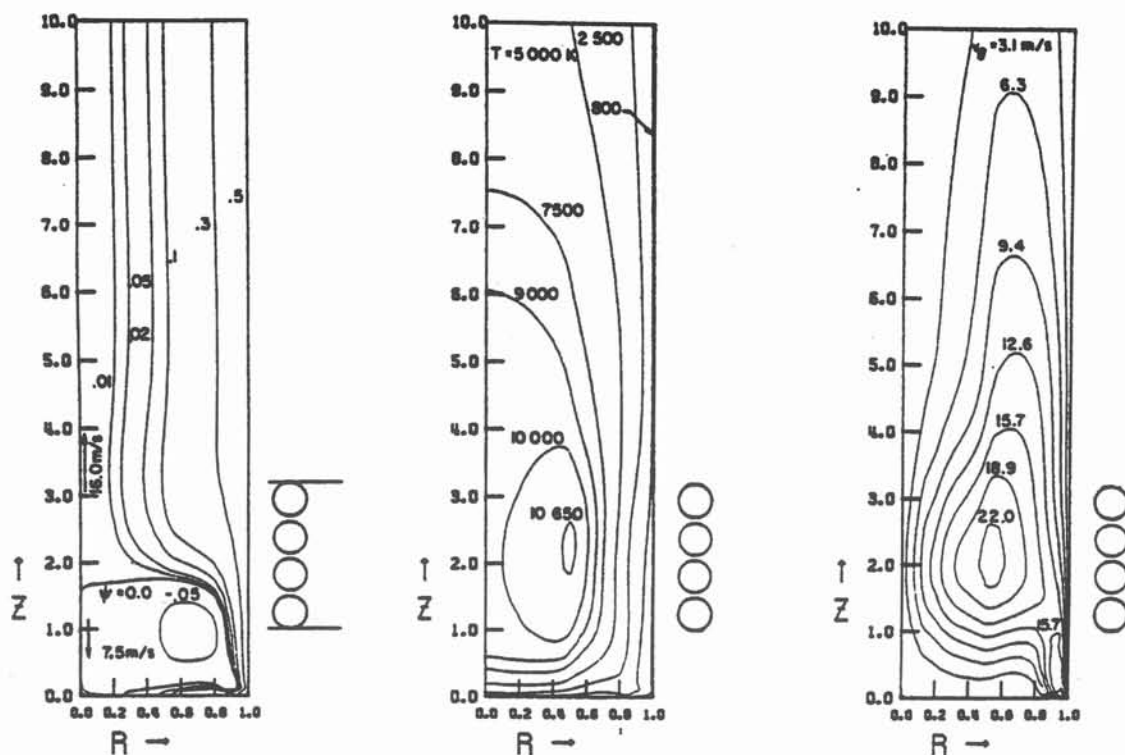


Figure I-5 : températures, vitesses et lignes de champs dans un plasma d'argon (d'après BOULOS).

### I-3-1- Aspect numérique

La température du bain n'étant plus une constante comme dans le logiciel initial il est indispensable de déterminer un polynôme permettant de calculer la température rencontrée par la particule en fonction du temps de séjour.

#### *Détermination de $T=f(t)$ .*

Les cartographies de vitesse  $V=f(z)$  et de températures  $T=f(z)$  (BOULOS) ont constitué notre point de départ, et nous ont permis de déterminer l'évolution de la température en fonction du temps  $t$ .

En effet, la courbe des isovitesses permet de déterminer une vitesse moyenne de la particule dans le plasma, d'où un temps de séjour à l'intérieur du réacteur :

$$t_i = t_{i-1} + \frac{z_i - z_{i-1}}{\int_{i-1}^i V(z) dz}$$

Ce temps permet de calculer  $z=f(t)$  d'où  $T=f(t)$  qui sera utilisé dans le programme.

La modélisation effectuée prend en compte les transferts de chaleur entre une particule et le plasma qui l'entoure. Il est donc nécessaire de résoudre l'équation de la chaleur qui nous permettra de déterminer le temps de séjour des particules nécessaire pour un changement de phase. Ceci nous permettra ensuite d'obtenir les fronts de fusion et de vaporisation du titane.

On considère que c'est la conduction qui régit le transfert de chaleur à l'intérieur de la particule, et qu'il s'établit un profil de température lié au coefficient de conductivité thermique du matériau. Si ce dernier est un bon conducteur la particule sera considérée isotherme, sinon un front de fusion apparaîtra. Cette différence est caractérisée par la valeur du nombre de Biot (Bi). Si ce nombre est inférieur à 0.2 la particule peut être assimilée à un grain isotherme.

Le nombre de Biot est défini par (BOURDIN) :

$$Bi = \frac{\bar{k}}{k_S}$$

où :

$$\bar{k} = \frac{1}{(T_\infty - T_S)} \int_{T_\infty}^{T_S} k_g(T) dT$$

$T_S$  : température à la surface de la particule ;

$T_\infty$  : température du plasma ;

$k_g$  : conductivité thermique du gaz ;

$k_S$  : conductivité thermique de la particule.

A titre indicatif, pour un plasma d'argon à 8000 K :

$$Bi_{Ti} = 0.0085$$

$$Bi_{Al_2O_3} = 0.022$$

Ces résultats analytiques sont confirmés plus loin par la modélisation de la fusion de particules de ces matériaux.

En ce qui concerne la puissance reçue par la particule, nous avons supposé que l'échange de chaleur plasma-particule se fait par conduction gazeuse à l'intérieur de la couche limite cinématique provoquée par la descente de la particule dans le réacteur. Cette couche limite, dont l'épaisseur a été prise égale à 6 fois le diamètre (FAVRE-MARINET) :

$$\frac{\delta_t}{D} = \frac{1}{Ra^{1/4}} = \frac{1}{Pr^{1/4}} \frac{1}{Gr^{1/4}}$$

avec:

$$Pr = \frac{\eta C_p}{k} \quad : \text{nombre de Prandtl}$$

$$Gr = \frac{g \rho^2 L^3 \beta \Delta T}{\eta^2} \quad : \text{nombre de Grashoff}$$

est prise initialement égale à une température constante de 25°C.

### ***Equation de la chaleur***

L'équation de la chaleur s'écrit en coordonnées sphériques :

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (kr^2 \frac{\partial T}{\partial r})$$

Le bilan de flux à l'interface liquide-solide est donné quant à lui par la relation :

$$k_l \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) - k_s \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \rho \Delta H_f \left( \frac{\partial r}{\partial t} \right)$$

$k_l$  : conductivité thermique de la phase liquide ;

$k_s$  : conductivité thermique de la phase solide.

### ***Conditions aux limites :***

#### Surface

La chaleur reçue par la particule sert à son chauffage et à sa vaporisation. On ne tient pas compte dans ce cas des pertes par rayonnement. Le bilan de puissance s'écrit donc :

$$Q_{\text{plasma}} = Q_{\text{cond}} + Q_{\text{vap}}$$

$Q_{\text{plasma}}$  : puissance fournie par le plasma

$Q_{\text{cond}}$  : puissance servant au chauffage par conduction de la particule

$Q_{\text{vap}}$  : puissance nécessaire à la vaporisation

#### Phase solide

-  $r=0$

$$\vec{\phi} = 0$$

-  $r=r_f$

$$T=T_{\text{fusion}}$$

### Phase liquide

-  $r=r_f$

$T=T_{\text{fusion}}$

-  $r=r_0$

$Q = 4\pi r_s^2 k \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_n$

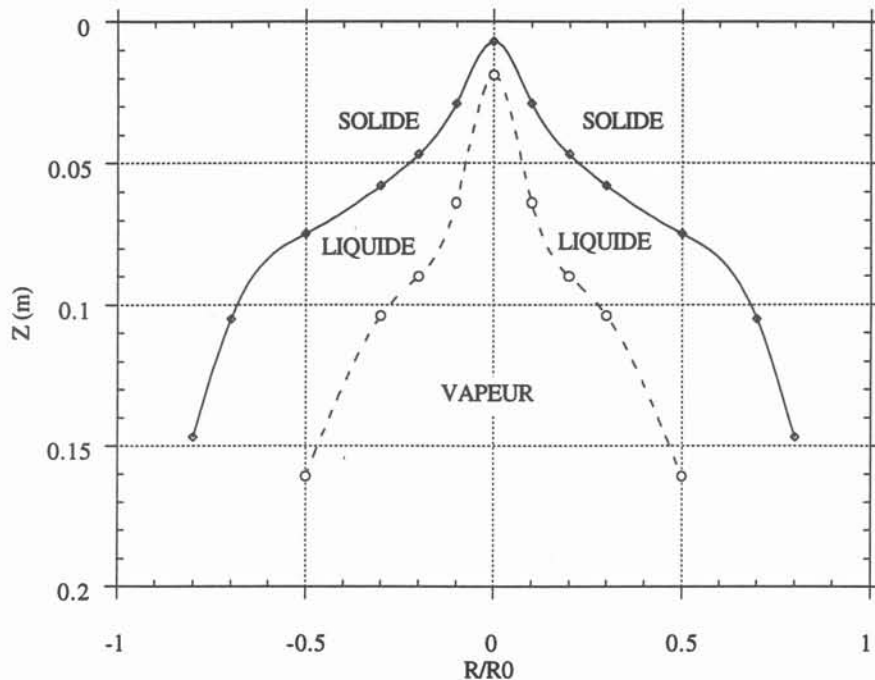


Figure I-6a : front de fusion et de vaporisation d'une particule de titane de 50  $\mu\text{m}$ .

### **I-3-2- Résultats**

Nous avons porté sur les figures I-6a et b les résultats de la modélisation d'une particule de titane de 50  $\mu\text{m}$ .

La figure I-6a représente les fronts de fusion et de vaporisation à l'intérieur de la torche ( l'échelle sur le rayon est dilatée pour une meilleure lisibilité ).

Ainsi, on observe que les particules rejetées à la périphérie de la torche ne seraient pas vaporisées, phénomène critique dans le cadre d'obtention de poudre submicronique dont le principe repose sur la trempe de la phase vapeur du matériau traité. En revanche, indépendamment de leur trajectoire, elles sont toutes fondues donc sphéroïdisées.

Comme le laissait présager le nombre de Biot, les particules de titane sont isothermes (figure I-6b). Les temps de fusion et vaporisation obtenus, de l'ordre de quelques millisecondes, sont comparables à ceux de la littérature (BOURDIN).

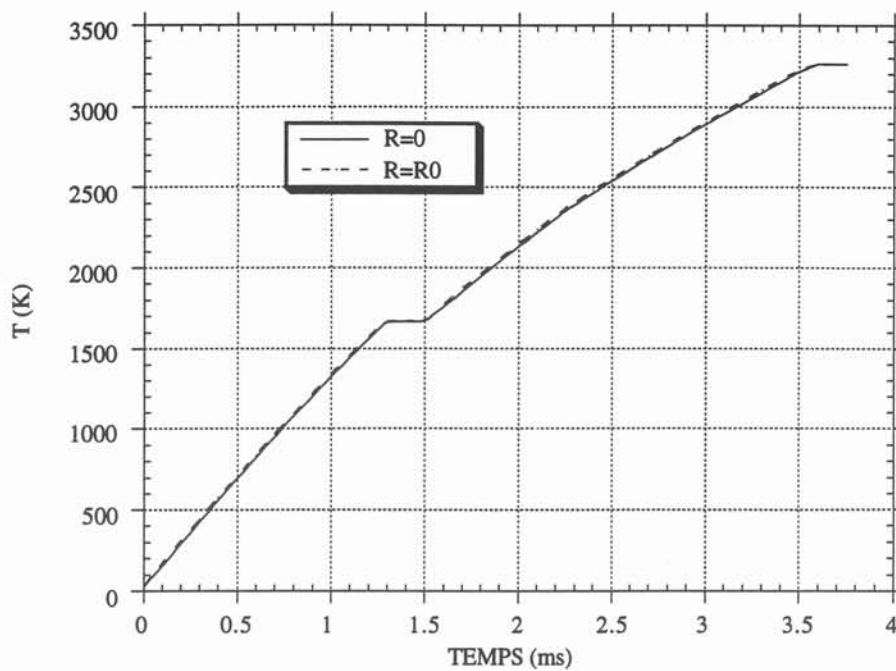


Figure I-6b : évolution de la température d'une particule de titane de 50  $\mu m$  aux cours du temps.

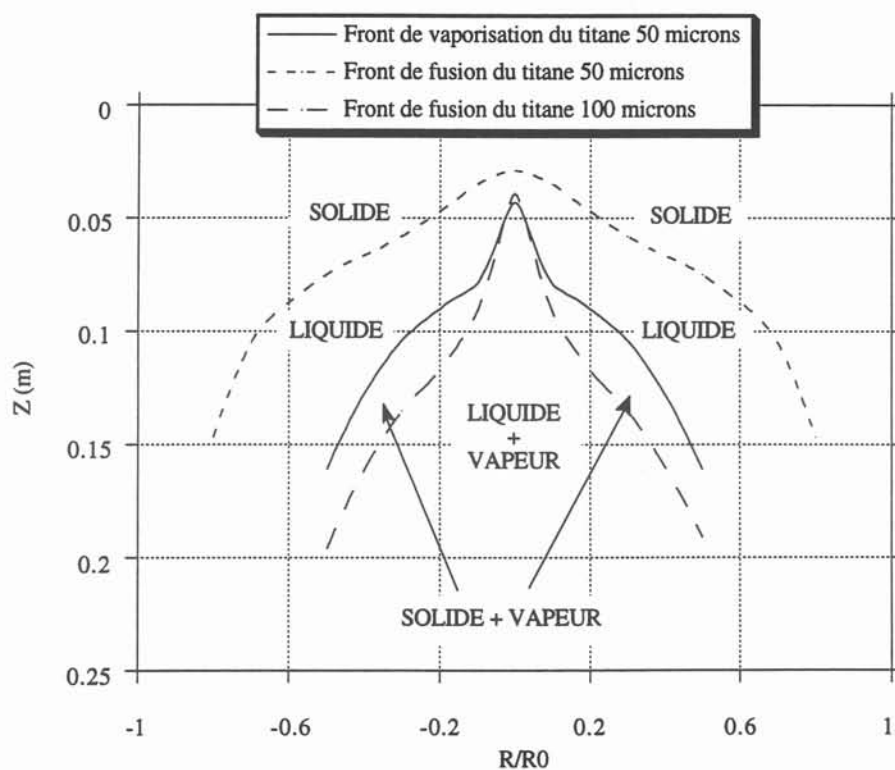


Figure I-7 : fronts de fusion et de vaporisation pour des particules de titane de 50 et 100  $\mu m$ .

### *Influence du paramètre taille de particule*

Les poudres introduites dans un plasma sont rarement monodisperses, ce qui pose le problème de l'homogénéité des produits obtenus en fonction des tailles de particules. Il nous a donc semblé intéressant de comparer les fronts de fusion et de vaporisation de particules de 50 et 100  $\mu\text{m}$ , diamètres comparables à ceux des poudres que nous utilisons expérimentalement.

Le résultat obtenu (figure I-7) est très intéressant car il met en évidence la cohabitation des phases vapeur et solide, propre à favoriser la croissance de grains.

Ainsi, on peut imaginer un procédé d'enrobage de particules par un matériau différent en choisissant des granulométries permettant ce cas de figure. Cependant, le manque de souplesse d'une telle application et la faible marge de manoeuvre qu'elle offre à l'utilisateur la rend peu applicable d'un point de vue industriel.

Il faut surtout tenir compte de ce phénomène pour le choix des caractéristiques granulométriques du matériau de départ qui vont conditionner les produits de sortie. Le tamisage peut ainsi se révéler une étape indispensable et déterminante pour la mise en oeuvre d'un procédé qui nécessite par exemple la vaporisation complète de la poudre. On l'a vu précédemment (partie I-1), la taille des particules ne doit pas excéder 80  $\mu\text{m}$  pour un plasma d'argon d'une trentaine de kW.

### *Influence du rayonnement*

Les calculs précédents ont été menés sans prendre en compte les pertes par rayonnement de la particule en fusion.

Dans le cas contraire, la condition à la surface d'une particule devient :

$$Q_{\text{plasma}} = Q_{\text{cond}} + Q_{\text{vap}} + Q_{\text{ray}}$$

où  $Q_{\text{ray}}$  représente la puissance perdue par rayonnement :

$$Q_{\text{ray}} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_s^4$$

avec  $\varepsilon$  : émissivité du matériau,  
 $\sigma$  : constante de Stéphan Boltzman ( $= 5.669 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ ),  
 $T_s$  : température de surface de la particule (K).



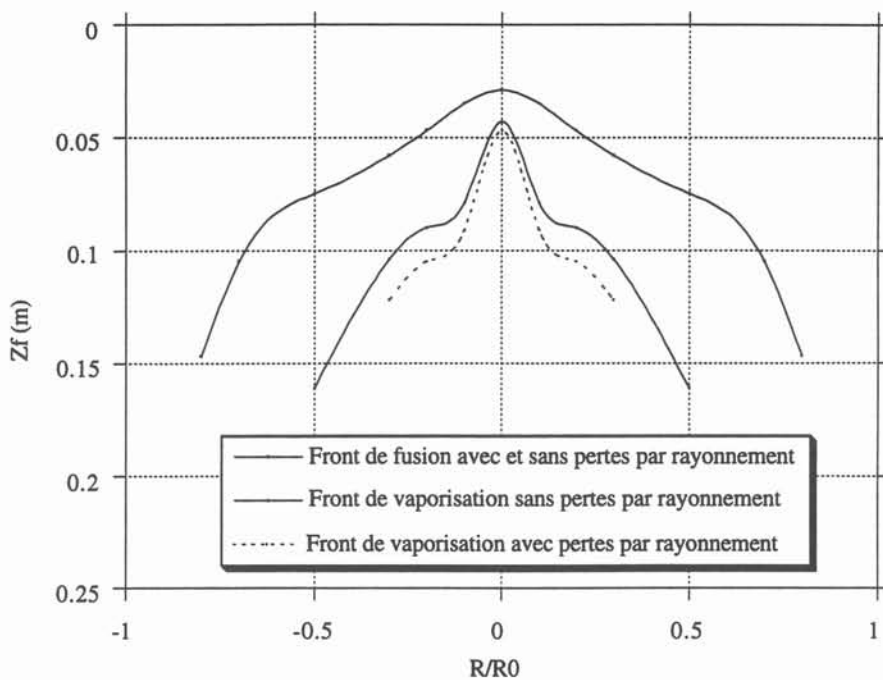


Figure I-8a : fronts de fusion et vaporisation d'une particule de titane de 50  $\mu\text{m}$  avec et sans perte par rayonnement thermique.

Nous prenons par défaut  $\epsilon = 1$ , une recherche bibliographique n'ayant pas permis de trouver la valeur réelle. Ainsi, les résultats obtenus constituent une majoration de ce que l'on pourrait observer expérimentalement ( $0 \leq \epsilon \leq 1$ ).

Comme le montre BOURDIN, les pertes par rayonnement sont généralement négligeables devant les flux de chaleur transmis à la particule par le plasma pour des températures inférieures à 2000 K. En effet, le front de fusion d'une particule n'est pas modifié par le paramètre rayonnement (figure I-8a) mais le temps de vaporisation à partir de la phase liquide est augmenté de 30% (figure I-8b). Le front de vaporisation s'en trouve déplacé vers le bas de la torche sans pour autant remettre en cause l'efficacité du traitement pour cette taille de particule (50  $\mu\text{m}$ ).

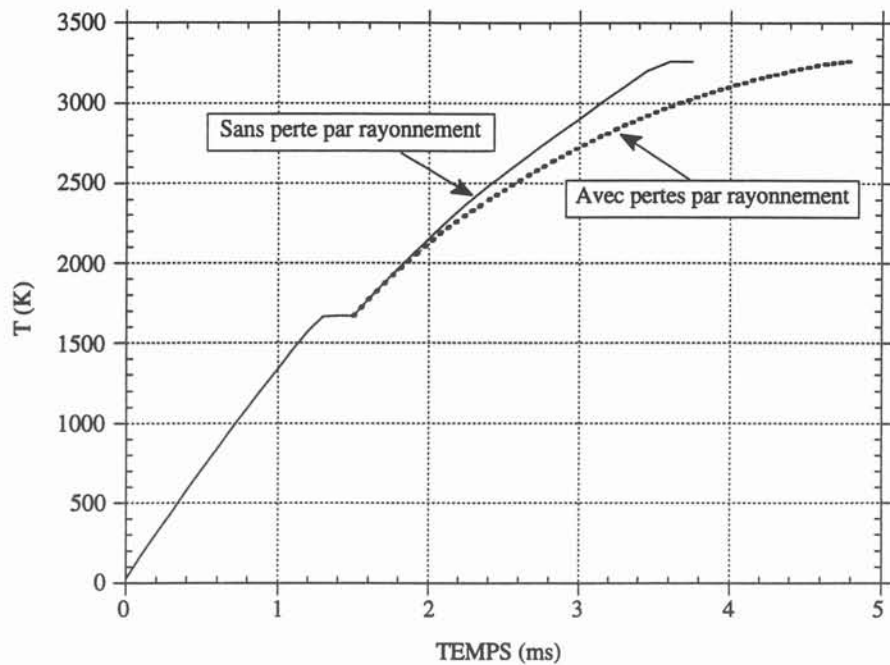


Figure I-8b : augmentation du temps de vaporisation d'une particule de titane en tenant compte du rayonnement .

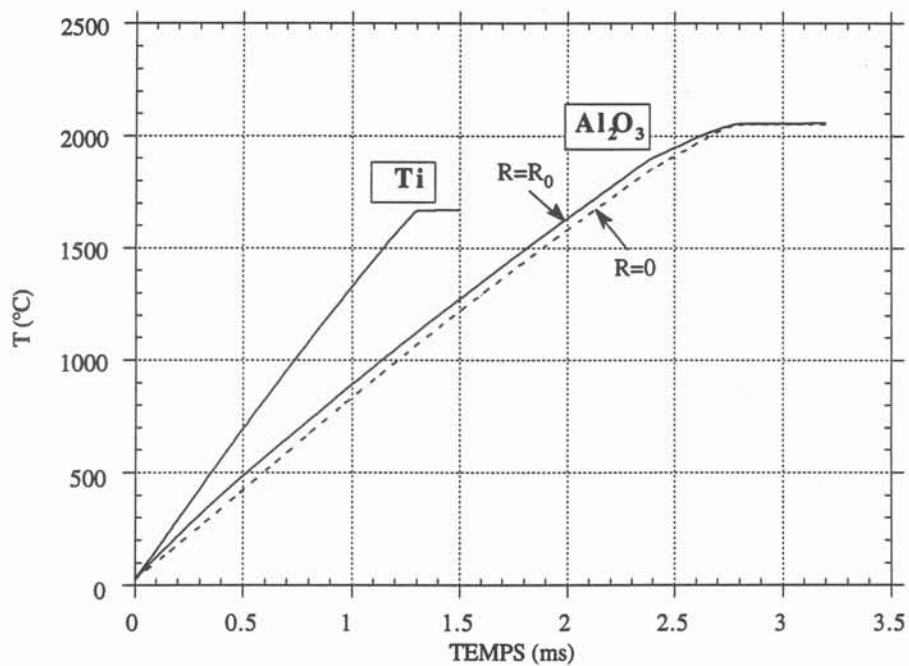


Figure I-9 : fusion comparée de particules de titane et d'alumine (50  $\mu m$ ).

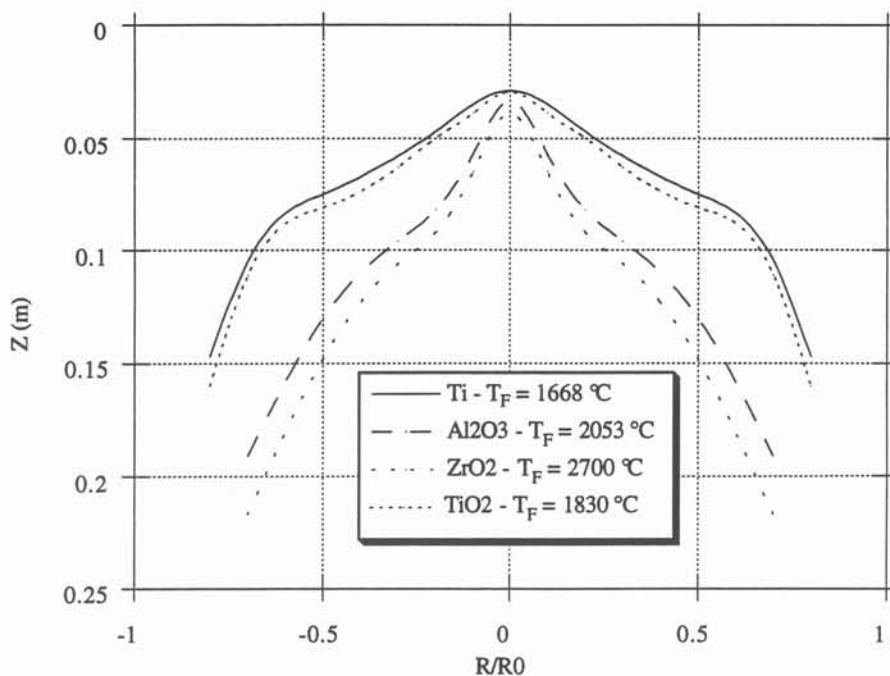


Figure I-10 : front de fusion de particules de titane, d'alumine, d'oxyde de titane et de zircone (50  $\mu$ m).

### *Influence des propriétés physiques*

Nous avons comparé dans un premier temps la fusion du titane et de l'alumine, matériau connu pour son caractère réfractaire (figure I-9).

Le temps de fusion de l'alumine est deux fois plus important que celui du titane et une différence de température de l'ordre de 80 K est observée entre le coeur et la surface de la particule. Ceci confirme la forte valeur du nombre de Biot calculé précédemment.

Enfin, les fronts de fusion de Ti, TiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et ZrO<sub>2</sub> ont été portés sur la figure I-10 et montrent des écarts très sensibles pour ces différents matériaux. Deux groupes se dessinent cependant qui distinguent les matériaux à caractère réfractaire (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et ZrO<sub>2</sub>) des autres. A la vue de ces résultats, il semble peu probable que de tels matériaux puissent être vaporisés dans un plasma inductif d'argon. Il faudrait envisager l'utilisation de gaz plasmagènes de meilleure conductivité thermique (H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>) ou bien se limiter au traitement de particules d'un diamètre de l'ordre du micron. En revanche, on peut tout à fait envisager le traitement thermique de ce type de poudre (sphéroïdisation, changement de phase, ...) destinée à des applications de projection ou de métallurgie des poudres.

## I-4- CONCLUSION

L'étude menée ici a permis de mettre en évidence l'influence de certains paramètres sur l'efficacité du procédé plasma inductif pour le traitement de poudres.

La granulométrie initiale conditionne fortement la nature des modifications apportées : des grains de faible taille ( $< 50\mu\text{m}$ ) seront complètement vaporisés pour se condenser en particules de taille inférieure et correspondant à un rayon critique de germination tandis que les plus gros grains ( $80\text{ à }200\mu\text{m}$ ) seront simplement fondus et sphéroïdisés. Ainsi, partant d'une poudre homogène et à répartition granulométrique de type gaussienne, nous pouvons obtenir en sortie de torche un matériau totalement inexploitable pour la projection ou dans le domaine de la métallurgie des poudres.

L'effet purificateur du plasma dépend également de la taille des grains, pour les mêmes raisons que celles citées précédemment. Dans la configuration actuelle de notre installation où l'absence totale d'oxygène ne peut être assurée dans le circuit de distribution des poudres, les particules qui ont été vaporisées dans la flamme plasma présentent une teneur en oxygène importante, due à l'augmentation de la surface spécifique au cours du traitement.

En revanche, les autres impuretés (chlore, azote) sont éliminées de façon satisfaisante dans tous les autres cas.

Il apparaît donc que les matériaux traités par plasma inductif, aux puissances considérées, doivent présenter une granulométrie relativement monodisperse afin d'obtenir un traitement homogène. Le débit permet quant à lui de définir la nature de ce traitement : fusion ou vaporisation.

La modélisation de la fusion de particules constitue pour nous un outil prédictif qui doit aider à la définition des caractéristiques d'une poudre à traiter. En effet, la prise en compte des propriétés physiques permet de calculer une taille de grain critique au delà de laquelle il n'y aura pas fusion ou vaporisation.

Elle nous a également montré la possibilité de coexistence des phases solide et vapeur d'un même matériau, phénomène qui débouche sur certaines applications comme la croissance de particules ou bien encore l'enrobage.

## II- COUPLAGE TORCHE PLASMA-CREUSET FROID DE TIRAGE

Mis au point au laboratoire MADYLAM dans le cadre d'une étude de faisabilité intéressant la société Extramet, ce projet a été finalisé au sein de la société Agyl grâce aux modifications apportées au dispositif plasma. En effet, seule la défaillance de ce dernier, notamment pour l'alimentation continue de poudre, n'avait pu permettre le tirage d'un lingot dans les conditions souhaitées.

Nous rappelons que l'intérêt d'un tel dispositif est la possibilité d'obtenir directement un lingot de matériau réfractaire de haute pureté à partir de matière première de basse qualité.

### II-1- DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

Elle était constituée (photo II-1)

- du dispositif torche à plasma et de son environnement (notamment le générateur CFEI) ;
- du dispositif de tirage en creuset froid (creuset Ø 60, inducteur à 4 spires de diamètre 76 mm, coffret de capacités pour l'adaptation, générateur de puissance).

Un écran dit "thermo-magnétique" est interposé entre la torche et le creuset. Il joue un triple rôle :

- écrantage des ondes électromagnétiques de chacun des deux procédés (Mhz / kHz),
- protection thermique de l'inducteur (enrobé d'un matériau isolant) et de la partie supérieure du creuset froid (brasure des secteurs) contre la flamme plasma,
- écoulement des gaz plasmagènes périphériques.

Constitué de cuivre et refroidi par circulation d'eau, il repose sur le creuset par l'intermédiaire d'une pièce torique, constituée d'un matériau isolant ayant une bonne résistance thermique (permali ou samicanite).

Dans le cadre d'essais prospectifs, la distance séparant la torche et le creuset devait pouvoir être modifiée, donc la position de l'inducteur également. Un montage a ainsi été imaginé sur la bride extérieure de passage de l'inducteur. Il permet un débattement de 50 mm (figure II-1). Le matériau utilisé est également du permali (bonne usinabilité, isolant électrique, bonnes propriétés mécaniques).

Les décréments logarithmiques effectués sur le creuset dans différentes configurations donnent :

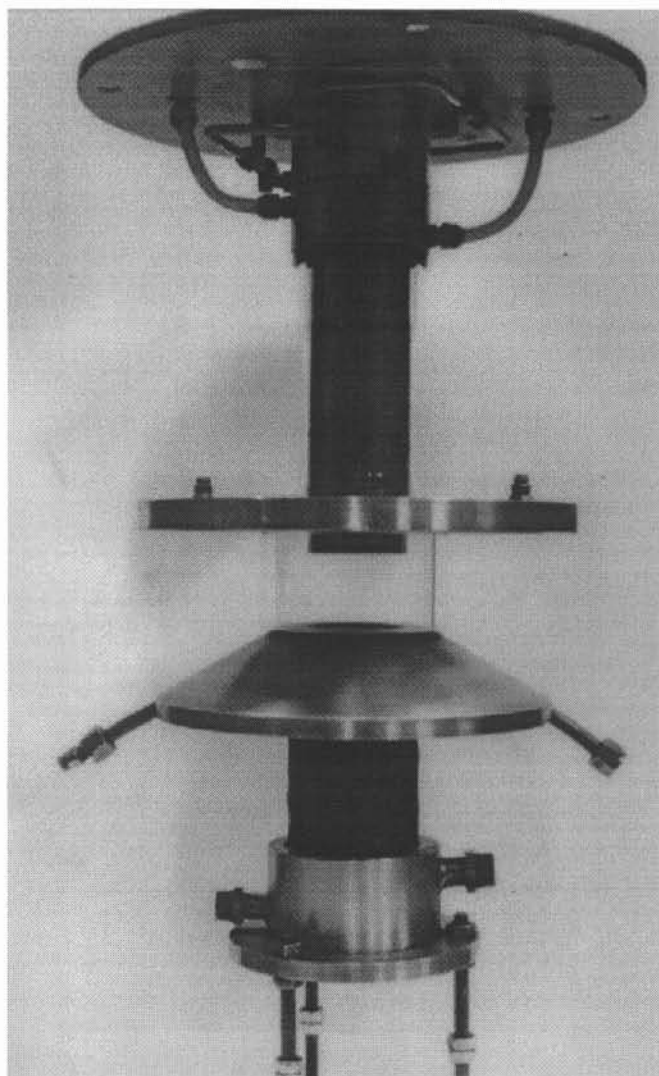


Photo II-1 : dispositif de tirage de lingots de métaux réfractaires en associant les technologies plasma inductif et creuset froid de tirage.

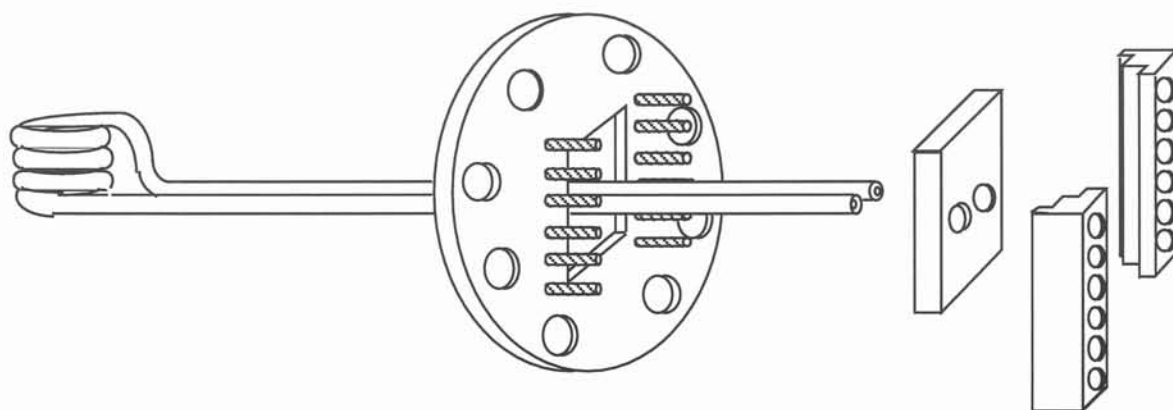


Figure II-1 : montage pour l'inducteur mobile.

- creuset froid seul :  $f = 16,7 \text{ kHz}$   $C = 36 \mu\text{F}$   
 $R = 27,2 \text{ m}\Omega$   
 $L = 2,5 \mu\text{H}$

soit  $Z_{CO} = 2,56 \Omega$

- creuset froid et écran thermo-magnétique :  
 $f = 18,0 \text{ kHz}$   $C = 36 \mu\text{F}$   
 $R = 29,7 \text{ m}\Omega$   
 $L = 2,165 \mu\text{H}$

soit  $Z_{CO} = 2,025 \Omega$

- enfin, avec l'amorce de titane (TA6V) :  
 $f = 18,38 \text{ kHz}$   $C = 36 \mu\text{F}$   
 $R = 43,6 \text{ m}\Omega$   
 $L = 2,08 \mu\text{H}$

soit  $Z_{CO} = 1,326 \Omega$

*Remarque* : l'amorce cylindrique de titane a une hauteur totale de 100 mm et présente deux diamètres (59 mm et 58 mm en partie supérieure) afin de limiter les pertes thermiques vers la paroi du creuset au démarrage de la fusion.

## II-2- LES ESSAIS "EXTRAMET"

Outre les problèmes d'arcs électriques et de détérioration des matériaux en cours de tirage, nous n'avons pu à l'époque alimenter de façon correcte en poudre de titane, notamment à cause d'obturations intempestives de la canne d'injection, provoquées par des arcs électriques locaux qui fondaient la poudre en sortie. Ce phénomène a été totalement éliminé par la suite, en donnant une forme sphérique à l'extrémité de l'injecteur (suppression des angles vifs).

Un lingot a été obtenu (hauteur de tirage : 3,8 cm) en réalisant trois alimentations successives par fusion d'un tube de titane rempli de tournures (fig. II-2) :

$$\begin{array}{l} \Delta M_1 = 152 \text{ g} \\ \Delta M_2 = 166,1 \text{ g} \\ \Delta M_3 = 175,9 \text{ g} \\ \hline \Delta M_T = 495 \text{ g} \end{array}$$

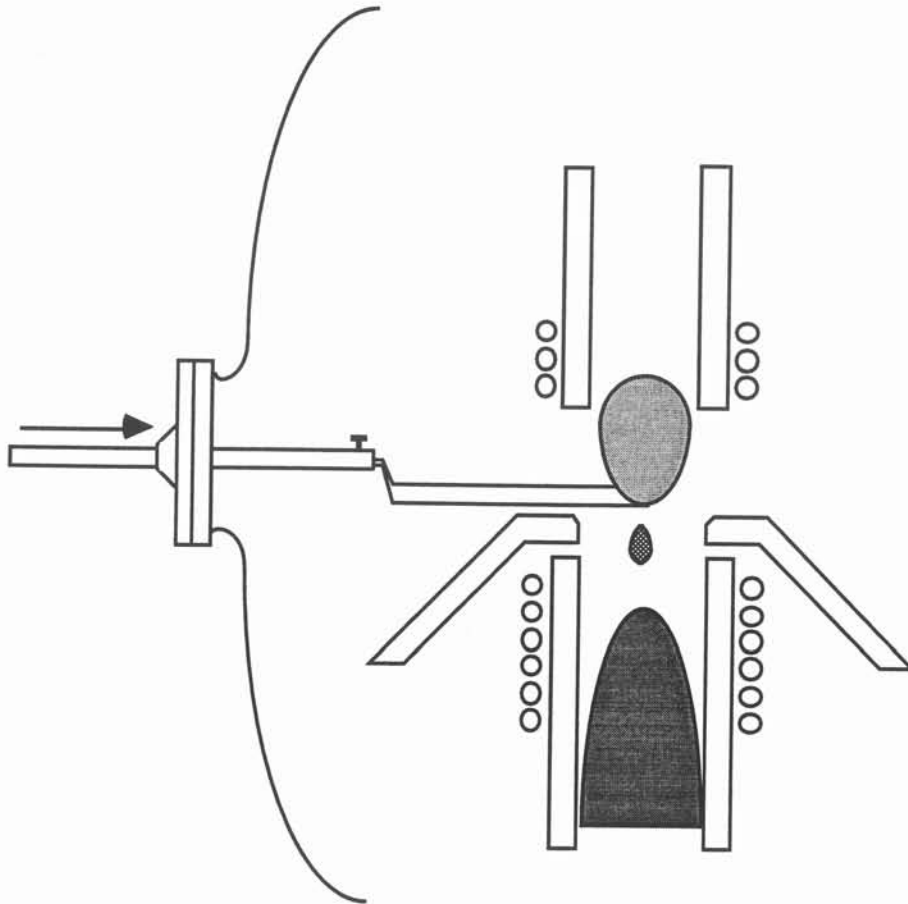


figure II-2 : procédé d'alimentation par barreau transversal.

La torche et le creuset froid étaient distants de 50 mm.

Les conditions électriques de fonctionnement étaient les suivantes :

Torche plasma :  $U = 9 \text{ kV}$   
 $I = 6,4 \text{ A}$   
 $P = 45 \text{ kW}$

Creuset froid : fusion et obtention du dôme à 35kW  
 puis tirage à 25/ 26 kW



Les résultats d'analyse chimique (tableau II-1) montrent l'élimination d'impuretés telles que le chlore et le sodium sans contamination en azote. La teneur en oxygène reste forte sans augmentation significative.

Ces résultats sont cependant à considérer avec précaution étant données les conditions opératoires (alimentations successives, ...) d'obtention de l'échantillon et la faible longueur de tirage.

Eléments	Avant Traitement	Après Traitement
Oxygène	800-1500	1300-1600
Azote	10-30	10-30
Chlore	800-1200	<10
Sodium	800-1200	<5

Tableau II-1 : teneurs en impuretés du lingot de titane obtenu par alimentation transversale.

Ainsi, bien que non concluants, ces résultats étaient toutefois très prometteurs :

- la compatibilité électromagnétique des deux générateurs en fonctionnement simultané était montrée ;
- les interactions entre la torche et le creuset (d'un point de vue magnétique ou thermique) sont résolues ;
- l'action purificatrice du procédé est montrée ;
- seul le fonctionnement de la torche constitue une étape limitante.

C'est pourquoi, la mise en oeuvre du procédé de couplage avec une torche plasma opérationnelle s'est faite dans de bonnes conditions.

### II-3- PROCEDE DE TIRAGE FINAL

Par rapport au cas précédent, l'ensemble torche-creuset est placé trop haut dans l'enceinte pour permettre l'observation des phénomènes dans le creuset. Ainsi, la vitesse de tirage fut réglée en se basant sur la valeur de la fréquence du courant circulant dans l'inducteur du creuset froid : celle-ci est fortement sensible à la position de la charge dans le creuset, comme nous le verrons plus loin.

Le débit de poudre est fixé à 30 g/mn et le rendement en poudre traitée est calculé par :

$$r = \frac{\Delta M_{\text{lingot}}}{\Delta M_{\text{poudre}}}$$

où  $\Delta M_{\text{lingot}}$  représente l'augmentation de la masse du lingot avant et après tirage;  
 $\Delta M_{\text{poudre}}$  représente la diminution de la masse de poudre contenue dans la trémie.

Différentes configurations ont été testées, notamment pour différentes positions relatives de la charge et de l'inducteur par rapport au creuset, dans le but d'éliminer le phénomène suivant : après un certain temps de fonctionnement (de quelques minutes à une heure), des "pétales" d'infondus se formaient dans le creuset, sur lesquels venait s'agglomérer la poudre en fusion. Le phénomène était rarement réversible et son interprétation difficile du fait du manque de visibilité.

Les puissances des deux procédés étaient fixées :

$$P_{\text{plasma}} = 40 \text{ kW}$$

$$P_{\text{creuset}} = 30 \text{ à } 40 \text{ kW}$$

Une position optimale a finalement été trouvée (figure II-3 et tableau II-2) permettant de fonctionner pendant une heure et de tirer un lingot de 10 cm.

La position du dôme était contrôlée par la valeur de la fréquence ( $\Delta f = 0,1 \text{ kHz}$  pour  $\Delta h \approx 0,5 \text{ cm}$ )

Comme nous pouvions nous y attendre, l'éloignement des deux procédés (50 à 100 mm) diminue le rendement en poudre, tel que nous l'avons défini précédemment.

De plus, à faible distance du creuset, le plasma semble canalisé par ce dernier : il est parfaitement centré par rapport à l'écran thermo-magnétique et les pertes périphériques en particules de titane se trouvent réduites.

Les paramètres géométriques (a,b,c) jouent un rôle prépondérant dans la réussite d'un essai de tirage, tandis que la puissance permet l'ajustement des conditions optimales d'alimentation.

La position 4 est la plus favorable car l'inducteur est en position haute par rapport à la charge : cela limite la formation de titane solide dans la partie supérieure du creuset qui peut se coller sur l'écran refroidi (effet de trempe) où aucune puissance n'est injectée. Le lingot obtenu est représenté sur la photo II-2 : l'excroissance constatée aurait pu facilement se résorber par augmentation de la puissance dans le creuset, mais il aurait fallu pour cela contrôler la forme et la position du dôme de façon visuelle.

La hauteur de tirage correspond à la partie du lingot située au dessus du trait noir ; son diamètre est de 60 mm.

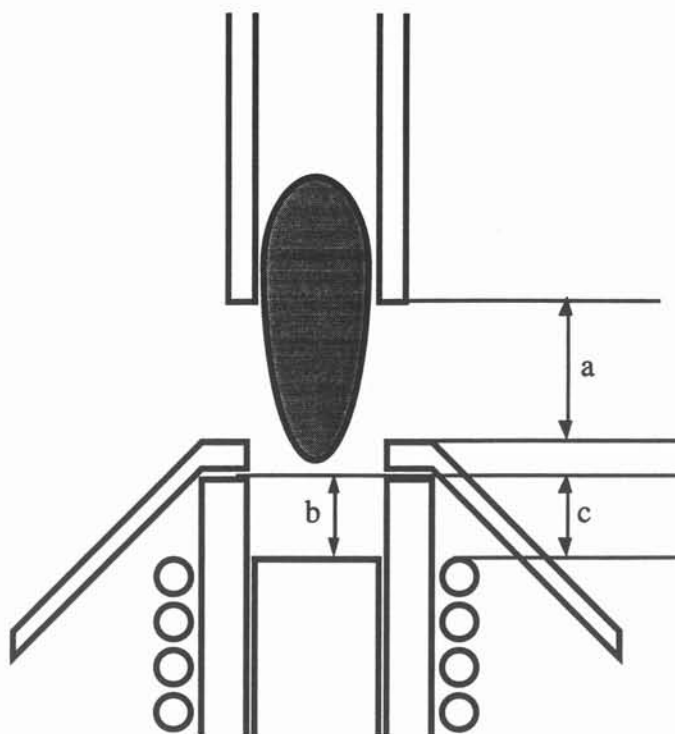


Figure II-3 : description des paramètres de l'étude.

Configuration	Valeur des paramètres	Résultats
1	$a = 55 \text{ mm}$ $b = 40 \text{ mm}$ $c = 10 \text{ mm}$	Tirages successifs pendant 50' avec apparition de dômes de poudre qui se résorbent par arrêt de l'alimentation. $\Delta M = 360 \text{ g}$ ; $\Delta h = 90 \text{ mm}$ . $r = 97,6 \%$ .
2	$a = 97,5 \text{ mm}$ $b = 40 \text{ mm}$ $c = 10 \text{ mm}$	Apparition d'un dôme de poudre après 23' d'alimentation. Le débit de poudre a évolué de 30 à 50 g/mn. $\Delta M = 1140 \text{ g}$ ; $\Delta h = 25,9 \text{ mm}$ . $r = 90 \%$ .
3	$a = 97,5 \text{ mm}$ $b = 20 \text{ mm}$ $c = 10 \text{ mm}$	Comparables à 2.
4	$a = 55 \text{ mm}$ $b = 65 \text{ mm}$ $c = 35 \text{ mm}$	Tirage pendant 1h17' avec apparition d'un dôme de poudre qui se résorbe en augmentant la puissance plasma. $\Delta h \approx 100 \text{ mm}$ en continu. $r = 97,4 \%$ .

Tableau II-2 : valeurs des différents paramètres décrits sur la figure II-5 et résultats expérimentaux.

## II-4- RESULTATS D'ANALYSE

Des échantillons ont été découpés dans le lingot afin d'en analyser la teneur en azote, chlore et oxygène. La position de ces échantillons est décrite par le tableau II-2.



Photo II-2 : lingot de titane obtenu par tirage

Nous considérons deux paramètres influençant la propreté du lingot tiré :

- position longitudinale : la partie inférieure de la hauteur tirée est composée d'un mélange de poudre apportée par le plasma et de l'amorce pour initier la fusion ;
- position radiale : au moment de la solidification, la partie centrale est moins sensible à l'oxygène présent dans l'atmosphère de confinement.

Les résultats d'analyse reportés dans le tableau II-3 confirment cette interprétation : on observe un facteur trois entre valeurs extrêmes pour la teneur en oxygène (figure II-6). Ces valeurs correspondent respectivement aux positions favorable (partie supérieure centrale) et défavorable (partie inférieure périphérique) au sens où nous le décrivons ci-dessus.

La teneur en oxygène est moins importante que dans le cas de la poudre (cf.I). Ce phénomène est liée à la diminution considérable de la surface spécifique lors de la

solidification : en effet, les particules de titane sont encore en fusion lorsqu'elles arrivent dans le creuset et c'est à l'état de lingot que se produit la transformation de phase.

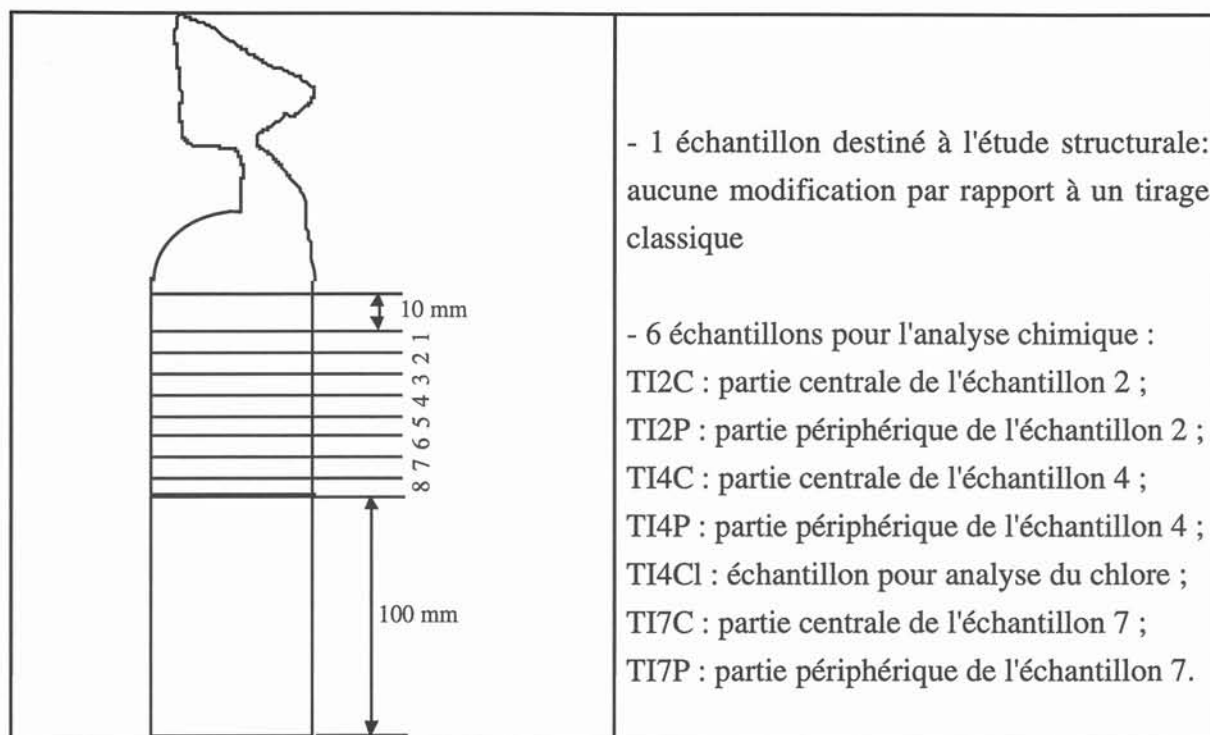


Tableau II-2 : description des échantillons analysés.

Echantillon	Oxygène (ppm)	Azote (ppm)	Chlore (ppm)
Poudre	700	-	-
TI2C	752	45	-
TI2P	1034	117	-
TI4C	964	126	-
TI4P	1230	82	-
TI7C	1287	190	-
TI7P	1783	360	-
TI4Cl	-	-	66

Tableau II-3 : teneurs en oxygène, azote et chlore des différents échantillons décrits dans le tableau II-2.

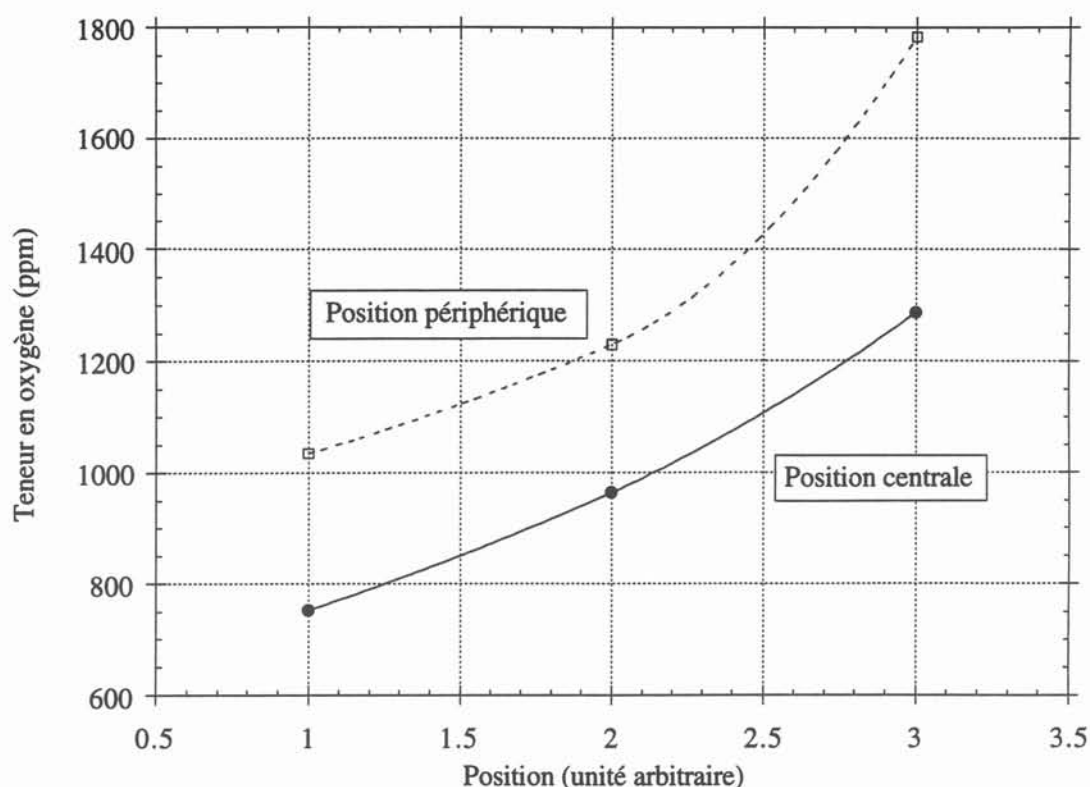


Figure II-4 : évolution de la teneur en oxygène dans le lingot en fonction des positions radiale et longitudinale.

## II-5- CONCLUSION

Le travail réalisé ici constitue une première approche vers la mise au point d'un procédé à caractère industriel. La relative facilité de mise en oeuvre du procédé ainsi que l'obtention d'un régime stable de fonctionnement malgré des conditions expérimentales défavorables (aucun contrôle visuel de la charge en fusion) mettent en évidence la souplesse et la robustesse de cette technique.

De nombreux paramètres restent cependant à définir :

- position optimale du creuset par rapport à la torche ;
- débit de poudre maximal ;
- couple puissance plasma / puissance creuset froid pour un rendement maximum ;
- essai sur d'autres matériaux.

Enfin, il faut modifier l'installation expérimentale afin d'avoir un contrôle visuel de la charge (montage d'un endoscope sur l'installation actuelle, modification de l'enceinte de confinement).

### **III- ENROBAGE DE POUDRE PAR PLASMA INDUCTIF**

**CONFIDENTIEL**

## IV- BILANS CALORIMETRIQUES

Nous décrivons ici une méthode de diagnostic couramment utilisée dans les procédés d'élaboration par induction. Elle repose sur le suivi de la température de l'eau de refroidissement des différents éléments de l'installation.

### IV-1 PRINCIPE

Au cours du fonctionnement d'une torche à plasma inductive, la puissance est définie en appliquant une tension aux bornes de la triode. Les cadrans du pupitre de commande indiquent un courant  $I_A$  et une tension  $U_A$  qui donne la puissance consommée par le générateur

$$P = U_A I_A$$

Cette puissance va se répartir entre les différents éléments de l'installation :

- la triode elle-même,
- le circuit oscillant,
- le plasma.

Ainsi, de façon simplifiée, on peut écrire :

$$P = P_{\text{géné}} + P_{\text{torche}} + P_{\text{the}}$$

- où :
- $P$  : puissance fournie par le générateur
  - $P_{\text{géné}}$  : puissance perdue dans le générateur
  - $P_{\text{torche}}$  : puissance récupérée dans la torche
  - $P_{\text{the}}$  : puissance perdue par le plasma (rayonnement,...)

La puissance récupérée dans la torche peut être subdivisée :

$$P_{\text{torche}} = P_{\text{joule}} + P_{\text{plasma}}$$

- $P_{\text{joule}}$  : puissance Joule dissipée dans le creuset
- $P_{\text{plasma}}$  : échauffement du creuset dû essentiellement au rayonnement du plasma.

Dans le cas de fusion de charges métalliques (COLPO) la distinction entre ces deux



puissances est possible. En effet, la conductivité thermique du cuivre étant très élevée, le temps de montée en température du creuset est quasi-instantané. Etudions cela à l'aide du nombre de Fourier :

$$F_0 = \frac{\alpha t}{e^2}$$

$\alpha$  : diffusivité thermique du cuivre ( $= 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ),  
 $t$  : temps de transit caractéristique,  
 $e$  : épaisseur du cuivre ( $= 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ).

En posant  $F_0 = 1$ , nous obtenons :

$$t = 3,6 \cdot 10^{-2} \text{ s}$$

En revanche, dans le cas d'un plasma, deux phénomènes propres au procédé nous obligent à considérer  $P_{\text{torche}}$  globalement :

- il existe deux régimes différents (plasma froid, plasma chaud) dans la phase de démarrage
- le rayonnement du plasma est quasi instantané (contrairement à la montée en température d'une charge métallique) dès l'application de la puissance.

Une possibilité pour déterminer  $P_{\text{joule}}$  serait d'appliquer une puissance donnée à une charge factice (graphite sectorisé), tout en respectant l'adaptation du générateur lorsqu'il fonctionne avec un plasma, ceci afin de faire passer le même courant, pour une tension donnée, dans l'épaisseur de peau électromagnétique du cuivre.

La puissance véhiculée dans l'eau de refroidissement est calculée selon :

$$P = \rho \cdot C_p \cdot D \cdot \Delta T$$

$\rho$  : masse volumique de l'eau ( $= 1000 \text{ kg/m}^3$ ),  
 $C_p$  : capacité calorifique de l'eau ( $= 4,18 \text{ J / K} \cdot \text{kg}$ ),  
 $D$  : débit de l'eau de refroidissement,  
 $\Delta T$  : variation de température.

Soit :  $P = 0.07 \cdot D_{\text{l/mn}} \cdot \Delta T^{\circ}\text{C}$

## IV-2 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Deux types de mesure sont réalisées :

- les débits : on utilise pour cela des débitmètres à fréquence, fréquence qui est ensuite convertie en tension dans un transducteur ;
- les températures : elles sont mesurées à l'aide de thermistances qui fournissent une valeur en tension (un courant donné traverse une résistance dont la valeur évolue avec la température).

Trois températures sont suivies sur l'installation (figure IV-1) :

- les pertes thermiques par rayonnement et échauffement des gaz,
- le générateur,
- la torche.

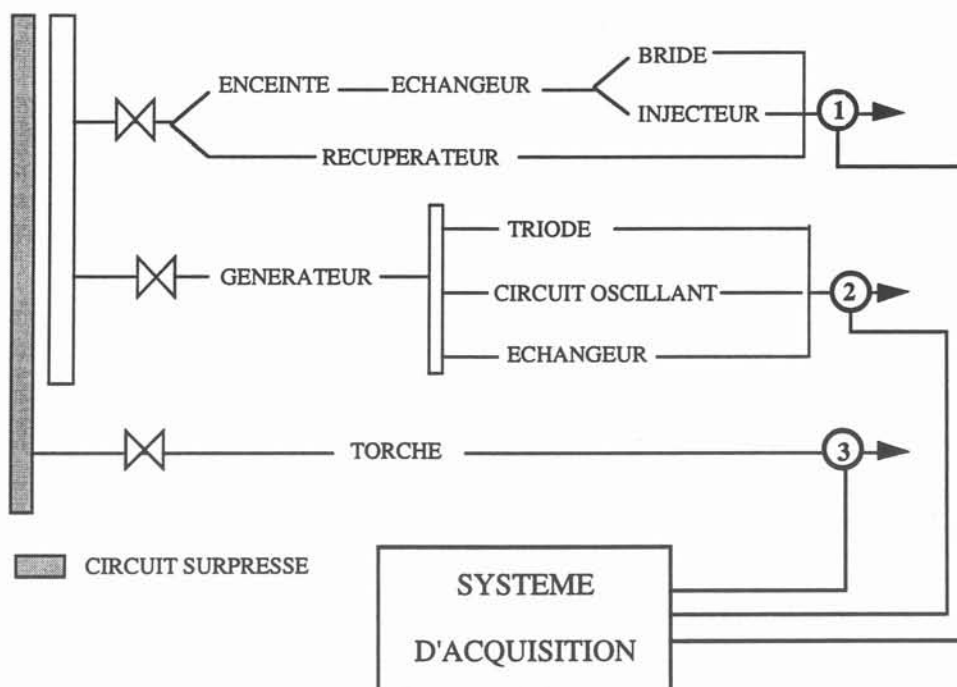


Figure IV-1 : dispositif expérimental d'acquisition de températures.

Les valeurs sont enregistrées sur une centrale d'acquisition Hewlett Packard à une fréquence de 12 mesures par minute. Ces données sont ensuite récupérées sur Macintosh afin d'être traitées et mises en forme (logiciel Kaléidagraph).

De nombreux problèmes de perturbations électromagnétiques HF nous ont empêché de travailler dans des conditions optimales. Seul l'éloignement de la centrale d'acquisition du dispositif plasma a permis l'obtention de graphes exploitables. D'autres méthodes, comme l'utilisation d'une cage de Faraday ou la mise à la terre des différents éléments, se sont révélées inefficaces.

### IV-3 LES RESULTATS

Les premières acquisitions (fig.IV-2) ont montré la parfaite fiabilité d'un tel système de diagnostic.

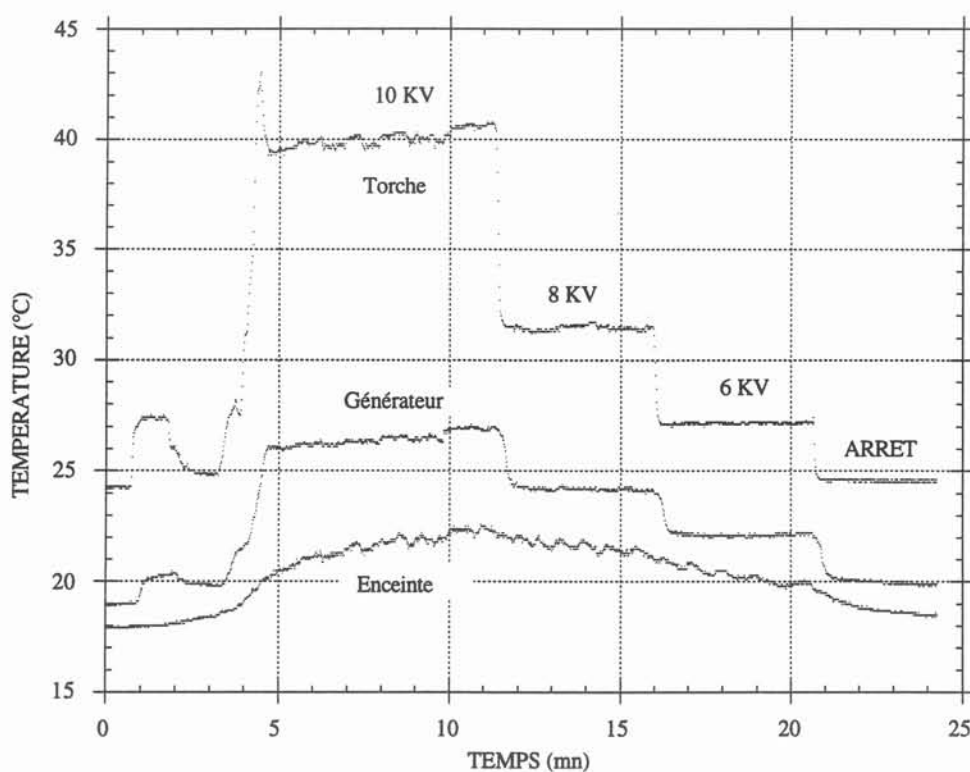


Figure IV-2 : températures mesurées pour différents paliers de puissance.

Nous avons observé différents paliers de puissance correspondant à des tensions de 10, 8 et 6 kV, paliers que nous retrouvons au niveau du bilan calorimétrique.

Pour la torche, la première partie de la courbe représente la phase d'allumage du plasma ( $t < 1'30$ ) et la chute brutale s'explique par l'ajout de gaz annulaire qui isole la torche de la flamme (ce qui se traduit au pupitre par une diminution de la valeur de l'intensité, donc une chute de la puissance générateur).

Il faut noter l'inertie thermique de l'enceinte, fabriquée en acier inoxydable, matériau de diffusivité thermique de faible valeur ( $\alpha = 3,95.10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s}$ ) soit  $10^4$  fois plus faible que pour le cuivre.

De plus, une partie de l'enceinte n'est chauffée que par les gaz sortant de la torche et l'équilibre thermique est plus long à s'établir. Ainsi, dans le cas du premier palier, 6 à 7 minutes sont nécessaires pour atteindre une température d'équilibre. Il sera donc difficile de tirer des renseignements de cette mesure, surtout dans le cadre de phénomènes assez rapides, comme l'injection de poudres.

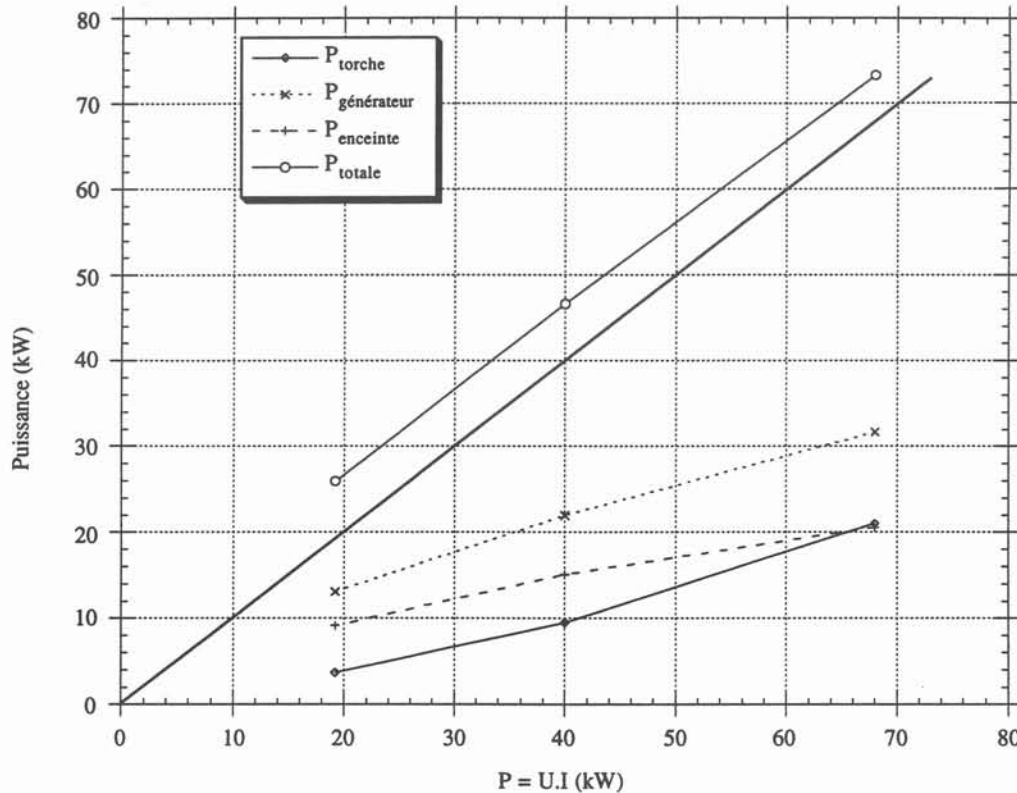


Figure IV-3 : évolution de la puissance évacuée dans l'eau de refroidissement en fonction de la puissance imposée aux bornes de la triode.

Nous avons reporté sur la figure IV-3 les différentes puissances mesurées et leur somme, en fonction de la puissance lue sur le pupitre de commande du générateur. On note :

- une évolution globalement linéaire par rapport à la diagonale (cas parfait où on récupérerait toute la puissance injectée dans le système par le générateur)
- une différence constante de 7 à 8 kW par rapport au cas idéal, qui s'explique par la non prise en compte dans la puissance mesurée sur le pupitre de commande, de la partie haute tension du générateur en amont de la triode. En effet, la simple mise en route du générateur sans appliquer de puissance provoque une montée de la température de  $\Delta T = 1,5^\circ\text{C}$  soit :

$$P = 0,07 \times 70 \times 1,5 = 7,35 \text{ kW}$$

du même ordre de grandeur que la différence observée sur les acquisitions.

Ainsi, la puissance consommée par l'installation est répertoriée dans le bilan calorimétrique mis en place.

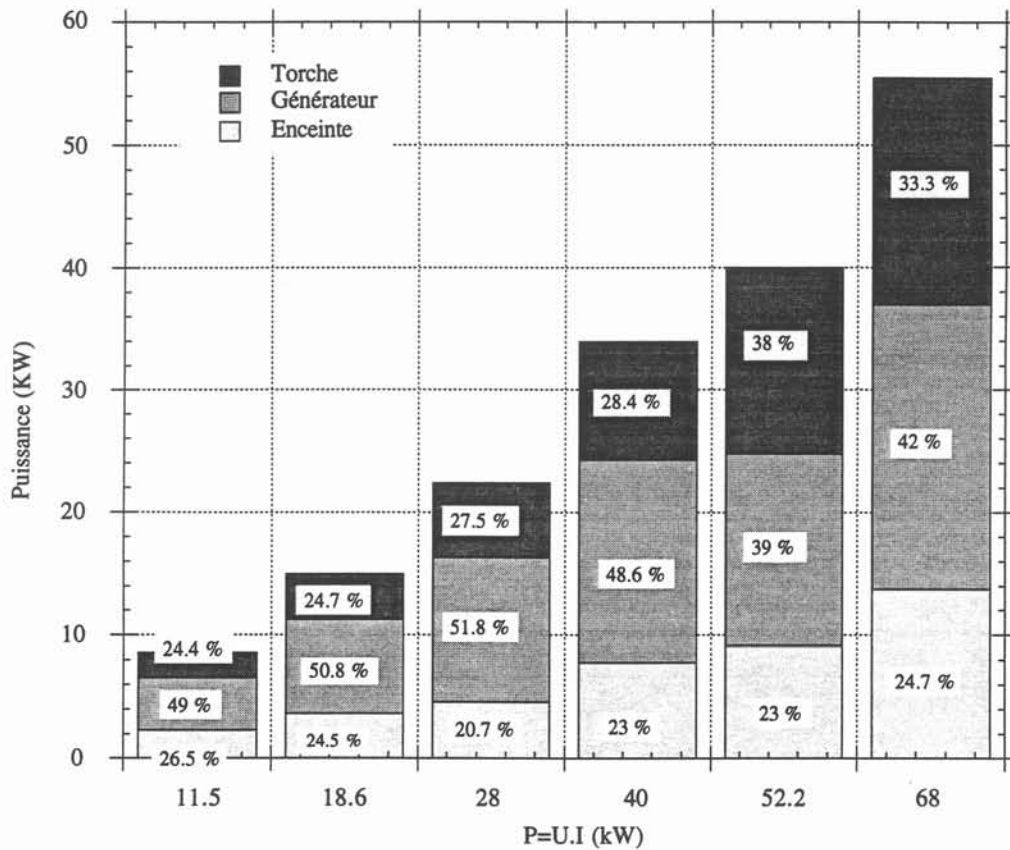


Figure IV-4 : répartition de la puissance dans le dispositif.

La figure IV-4 donne la répartition (%) de la puissance dans les différents éléments de l'installation en fonction de la puissance appliquée. On notera une relative stabilité de celle-ci avec cependant une légère augmentation de la part de  $P_{\text{torche}}$  vers les hautes puissances. Cette évolution s'explique par le caractère fortement non linéaire du rayonnement d'un plasma d'argon jusqu'à des valeurs de la température de l'ordre de 12000 K (figure II-2e du chapitre "Modélisation par la méthode des éléments finis d'une torche à plasma inductif").

Dans la configuration que nous présentons ici, nous ne pouvons malheureusement pas accéder à un rendement de l'installation. Il faudrait pour cela définir une puissance utile, qui se partage entre  $P_{\text{torche}}$  (majoritairement) et  $P_{\text{enceinte}}$ .

Une première façon d'estimer cette grandeur serait d'isoler la puissance perdue par effets Joule dans la torche ( $P_{\text{joule}}$ ). Alors la quantité  $[P_{\text{torche}} - P_{\text{joule}} + P_{\text{enceinte}}]$  pourrait être considérée comme la puissance disponible dans le plasma (sous forme de gaz chaud ou de rayonnement).

Les débits en gaz central et annulaire ont une grande influence sur le régime de fonctionnement du dispositif ainsi que l'introduction de poudre comme le montrent la figure IV-5 et le tableau IV-1. Ces mesures ont été réalisées à tension constante aux bornes de la triode mais dans des conditions expérimentales différentes :

- régime 1 : fonctionnement stable de la torche ;
- régime 2 : introduction de poudre ;
- régime 3 : forte augmentation du gaz annulaire ;
- régime 4 : augmentation du débit de gaz central ;
- régime 5 : forte diminution du débit de gaz central ;
- régime 6 : nouvelle répartition des deux gaz ;
- régime 7 : retour au régime 1.

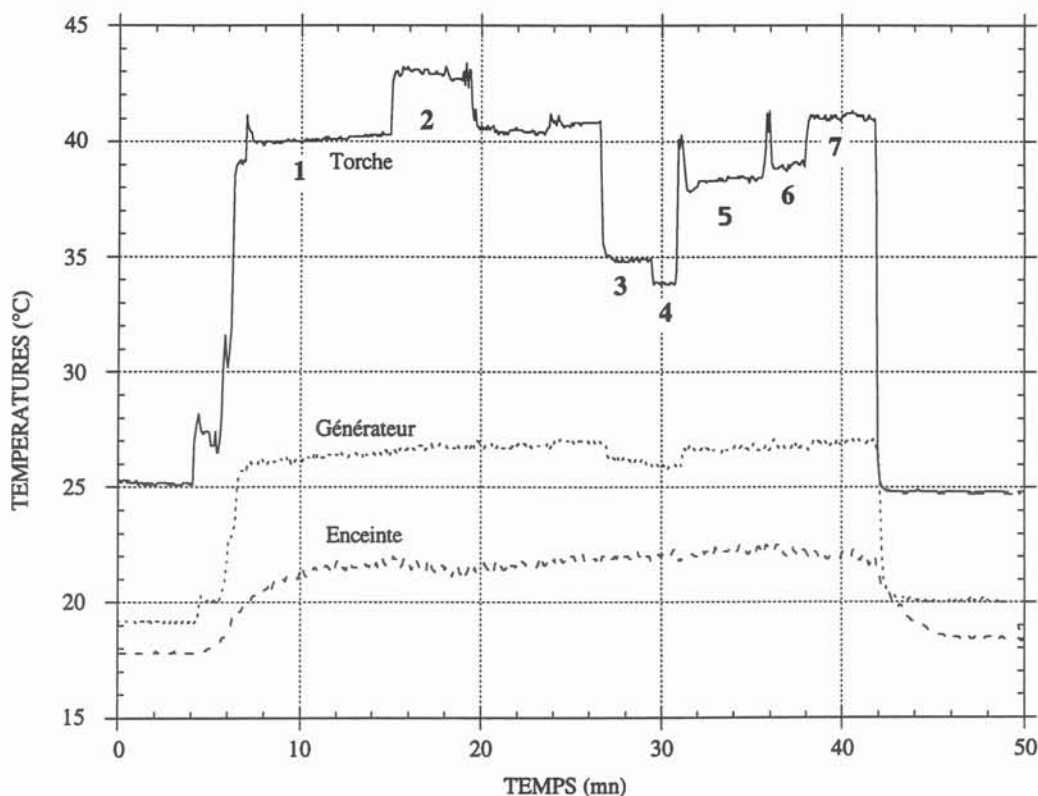


Figure IV-5 : effet de différents paramètres sur la température de l'eau de refroidissement.

régimes de fonctionnement	gaz annulaire (l/mn)	débit central (l/mn)	P <sub>3</sub> (kW)	P <sub>2</sub> (kW)	P <sub>1</sub> (kW)	P <sub>1</sub> +P <sub>2</sub> +P <sub>3</sub> (kW)	P=V.I (kW)
1	45	55	19.95	30.43	18.3	68.68	68
2	40	55	23.66	31.7	18.3	73.66	68
3	78	55	12.82	29.17	18.3	60.29	60
4	73	73	11.37	27.9	19.68	58.95	58
5	70	30	17.58	31.7	21.05	70.33	68
6	50	48	18.37	31.7	19.68	69.75	66
7	40	55	21.02	32.55	20.13	73.7	68

Tableau IV-1 : valeurs des débits gazeux et des répartitions de puissance pour le bilan calorimétrique reporté sur la figure IV-5.

L'augmentation de la puissance "évacuée" dans la torche lors de l'injection de poudre peut s'expliquer de deux façons :

- augmentation du rayonnement due à la vaporisation de la poudre. ESOLTANI montre en effet qu'une faible concentration en vapeurs métalliques dans un plasma peut augmenter considérablement l'émission de rayonnement thermique (fig.IV-6) ;
- dépôt de particules de titane en fusion sur la partie interne de la torche.

Nous privilégierons la première hypothèse car nous retrouverons ce phénomène plus loin (fig. IV-7) même lorsque aucune particule ne se dépose sur la torche (gainage avec le gaz annulaire).

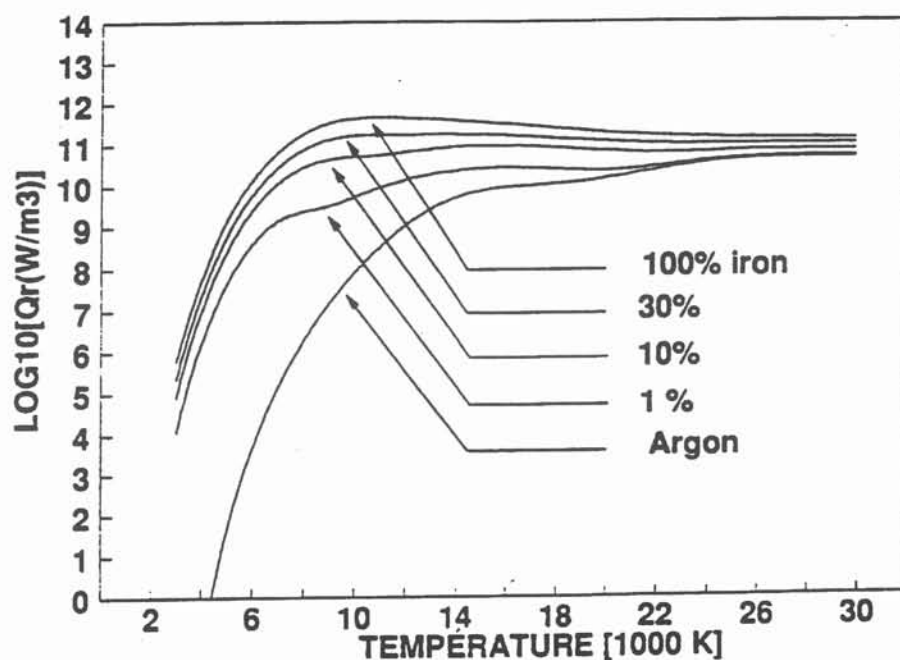


Figure IV-6 : évolution du rayonnement thermique d'un plasma d'argon en présence de vapeurs métalliques (d'après ESSOLTANI).

Les meilleurs rendements sont obtenus pour des débits de gaz annulaire faibles : pour un volume de gaz injecté dans la torche identique (100 l/min pour les régimes 1 et 5), on constate une diminution de l'ordre de 13 % de l'énergie récupérée dans la torche pour le cas 5, où le gaz annulaire est prépondérant. Ce phénomène est essentiellement lié à la diminution du diamètre du plasma qui entraîne :

- une diminution du rayonnement ;
- un coefficient de couplage plus faible, donc une quantité d'énergie fournie au plasma moins importante pour une même puissance générateur.

De plus, la proportion d'énergie dissipée dans le générateur est en légère augmentation pour le régime 5, traduisant une évolution positive de la part générateur dans la consommation totale d'énergie.

Enfin, de forts débits de gaz grèvent sensiblement l'énergie disponible au plasma (chute de 40 % de  $P_{\text{torche}}$  pour le régime 4 où  $d_{\text{total}} = 140$  l/min), pour les mêmes raisons que celles citées précédemment

#### IV-4 CONCLUSIONS

Le bilan calorimétrique de l'installation plasma inductif permet un diagnostic complet du dispositif.

Nous avons observé l'influence de certains paramètres sur les répartitions de puissance :

- puissance fournie par le générateur ;
- débit total de gaz injecté ;
- proportion gaz central / gaz annulaire ;
- injection de poudre.

Comme nous pouvions nous y attendre, le rendement d'une torche à plasma inductif est fortement affecté par un débit important de gaz annulaire qui diminue de façon conséquente le coefficient de couplage entre le plasma et l'inducteur.

L'injection de poudre - du titane dans notre cas - provoque pour les faibles débits une augmentation du rayonnement thermique due à la présence de vapeurs métalliques. Ce phénomène s'inverse pour des quantités plus importantes de particules qui écrantent alors le rayonnement de la flamme plasma (il y a simplement fusion du matériau).

Cette observation nous fournit un paramètre de contrôle sur l'état physique de la poudre traitée au coeur du plasma. On peut observer cette évolution (ainsi que l'influence d'autres



paramètres) sur la figure IV-7 où est portée la température d'eau de refroidissement de la torche en fonction du temps. La diminution constante de la température malgré un régime stable s'explique par les variations de la température à l'entrée du réacteur.

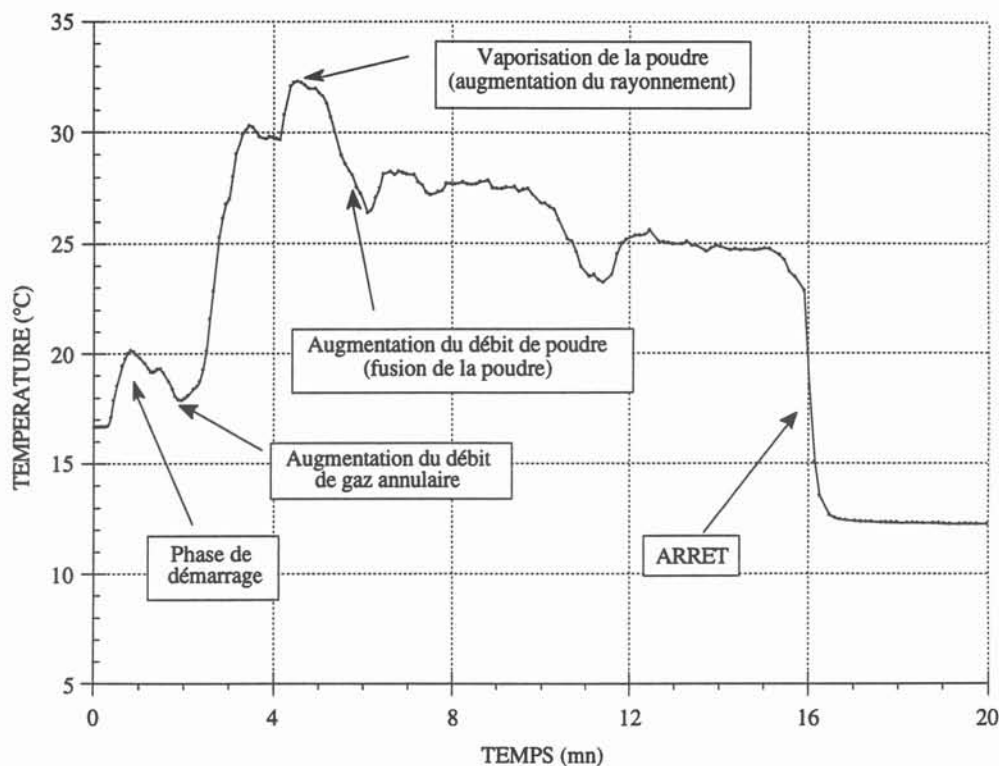


Figure IV-7 : évolution de la température du réacteur avec introduction de poudre.

Nous avons donc la possibilité de calculer le rendement de l'installation à l'aide de ce montage, mais un effort doit être porté sur la définition de la puissance utile disponible dans le plasma. Une première étape consisterait à isoler la puissance Joule dissipée dans la torche (circulation des courants de Foucault), non négligeable aux fréquences auxquelles nous travaillons.

Avec les notations précédentes

$$P_{\text{plasma}} = P_{\text{torche}} - P_{\text{joule}} + P_{\text{enceinte}}$$

serait une bonne approximation de la grandeur désirée et nous pourrions définir le rendement par :

$$\eta = \frac{P_{\text{plasma}}}{P_{\text{généré}} + P_{\text{torche}} + P_{\text{enceinte}}}$$

Dans l'état actuel des choses (et dans la configuration de notre installation), nous pouvons simplement affirmer :

$$\eta < 50 \%$$

## BIBLIOGRAPHIE

M.I. BOULOS, *The inductively R.F. (radio frequency) plasma*, Pure & Appl. chem., Vol. 57, N°9, 1321-1352, 1985.

BOURDIN, FAUCHAIS, BOULOS, *Transient Heat Conduction under Plasma Conditions*, In. J. Heat Mass Transfer, Vol 26 N°4, pp 567-582, 1983.

P. COLPO, *Conception d'une poche de transfert ultra-propre comprenant un creuset froid inductif et une busette électromagnétique*, thèse de l'INPG, 1<sup>er</sup> février 1994.

Y. DU TERRAIL, Y FAUTRELLE, M. RIBIERE, O. QUEMENER, *Prediction of melting or dissolution times with a 1D heat transfer simulation package*, Advanced Computational Methods in Heat Transfert III, Troisième Conférence Internationale, Southampton, Angleterre, 22-24 août 1994.

A.ESSOLTANI, P. PROULX, MI. BOULOS, A. GLEIZES, *Radiative Effects on plasma-particle heat in the presence of metallic vapors*, ISPC-10 (1991).

L. GROS, *Modélisation numérique de la fusion de particules par plasma thermique inductif*, rapport de stage, ENSHMG (1994).

A.ESSOLTANI, P. PROULX, MI. BOULOS, A. GLEIZES, *A combined convective and radiative heat transfer study for an evaporating metallic particle under plasma conditions*, High Temp. Chem. Process 2 (1993), 37-46.

R. MEYER, *Propriétés et applications des matériaux non totalement métalliques*, Techniques de l'Ingénieur, M868-1.



## **CONCLUSION GENERALE**



Le travail réalisé au cours de cette thèse a débouché sur la mise au point d'un procédé plasma inductif à vocation industrielle.

Partant d'une installation dont la conception ne permettait pas d'exploiter totalement le potentiel du dispositif, à savoir :

- flamme de haute enthalpie,
- procédé non polluant,
- fonctionnement stable pendant plusieurs heures,
- introduction de matériaux au coeur du plasma,

nous lui avons apporté les modifications nécessaires.

Dans un premier temps, le passage de l'inducteur à l'extérieur de l'enceinte de confinement nous a affranchi des risques de claquages destructifs entre l'inducteur et la torche. Pour cela, une recherche bibliographique sur les phénomènes disruptifs a permis la détermination des paramètres prépondérants qui limitaient la montée en tension :

- échauffement des différents éléments soumis à la haute tension,
- emploi de matériaux chargés en carbone,
- nature des diélectriques (isolants) utilisés,
- distances minimales de claquage.

Ainsi, un certain nombre de matériaux ont été définis, qui répondent à des exigences d'isolation électrique (téflon, verre epoxy, silice) mais qui offrent également une bonne tenue au rayonnement thermique et aux hautes températures (mica).

Par ailleurs, grâce à la compréhension du mode de fonctionnement du générateur nous avons optimisé le circuit RLC constitué des capacités internes au générateur, de l'inducteur, de la torche et du plasma. L'installation présente ainsi une adaptation électrique optimale propre à favoriser les hauts rendements.

Menée parallèlement, la modélisation d'une torche à plasma inductif par la méthode des éléments finis nous a mis en évidence :

- une zone tourbillonnaire au niveau de l'inducteur qui, associée aux fortes viscosités du plasma ne permettraient pas l'introduction de poudre à coeur,
- l'effet bénéfique de l'utilisation d'une canne d'injection dont le positionnement définitif n'a pas été déterminé.

L'absence de recoupement avec des données expérimentales pourrait apparaître comme une grave lacune de ce travail, mais les valeurs des grandeurs physiques considérées, notamment la température, rendent obsolète toute technique d'investigation classique. Ainsi, une modélisation de type global (réacteur chimique) serait un choix plus judicieux de ce point de vue et permettrait la prise en compte de phénomènes comme l'introduction de poudre. Nous disposerions alors d'un véritable diagnostic du procédé qui, associé à un plan d'expérience, constituerait un véritable outil prédictif en fonction des matériaux introduits dans le plasma et du traitement thermique que nous souhaitons leur appliquer.

Enfin, le procédé mis au point a été exploité :

- l'enregistrement de la température de l'eau de refroidissement en différents points de l'installation (générateur, torche, enceinte) a permis d'établir un *bilan énergétique de l'installation*. Le fonctionnement à forte puissance favorise la part énergétique de la torche aux dépens de celle du générateur tandis que le débit total et relatif des différents gaz (central/annulaire) influence fortement le rendement. De plus, cette technique calorimétrique peut constituer un suivi en ligne du fonctionnement, notamment dans le cas d'introduction de poudre ;

- la mise en oeuvre du procédé dans le cadre de contrats entre la Société Agyl et ses partenaires industriels a débouché sur des applications innovantes du plasma inductif, comme l'*enrobage de poudre*. L'étude détaillée de la fusion de poudre de titane et la description des différentes modifications, observées aux niveaux granulométrique et chimique, nous ont aidé dans la compréhension des phénomènes physiques se déroulant au coeur de la flamme plasma. Il apparaît que le débit de poudre et la granulométrie initiale sont les deux paramètres principaux qui conditionnent le traitement des particules. Enfin, le *procédé de tirage continu de matériaux réfractaires ultra-purs*, objectif et sujet initial de la thèse, a été finalisé pour le titane. Si différents paramètres restent à régler, nous avons cependant montré les potentialités industrielles d'un tel dispositif : stabilité et robustesse de fonctionnement, résultat intéressant d'un point de vue chimique.

Les perspectives qui se présentent à nous dans la continuité de ce travail concernent tout ce qui se rattache au développement du procédé plasma, notamment dans l'utilisation de nouveaux gaz plasmagènes : l'azote et l'argon hydrogéné donnent une flamme réactive (nitruration d'espèces) ou très enthalpique tandis que l'utilisation d'air pur, lorsque l'application le permet, abaisse considérablement les coûts de traitement.

Cette évolution est étroitement liée à la souplesse de fonctionnement du générateur mais nous devons certainement revoir la géométrie de l'ensemble inducteur-torche : la littérature montre en effet l'étroitesse des plages de fonctionnement de l'installation pour un gaz donné (diamètre, fréquence, puissance).

L'application de puissances de quelques centaines de kW passera par une augmentation du diamètre de notre torche donc une forte diminution de la fréquence de travail. Nous pourrions alors nous tourner vers l'utilisation d'un générateur de puissance à transistors qui offre des plages de fréquence beaucoup plus étendues et qui présente un rendement bien supérieur à celui des générateurs à triode (90 contre 70 %). Une étude de marché devra préciser si cette évolution est intéressante d'un point de vue économique.

La technologie plasma inductif est donc amenée à connaître dans les prochaines années une forte maturation où vont se dessiner les applications les plus prometteuses d'un point de vue technique (gaz plasmagènes, taille de l'installation, puissance développée) et économique (petite production à forte valeur ajoutée ou au contraire capacité annuelle de plusieurs tonnes pour des matériaux moins nobles).





**ANNEXE 1 :**  
**PROPRIETES PHYSIQUES**



## TITANE (Ti)

<i>Propriétés</i>	<i>Valeurs</i>
Température de fusion (°C)	1668
Température d'ébullition (°C)	3260
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	440
Chaleur latente de vaporisation (kJ/kg)	9830
<b>Titane solide</b>	
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	4507
Conductivité thermique (W/m.K)	21.9
Chaleur spécifique (J/kg.K)	$669 - 0.037188.T - \frac{1.08.10^{-7}}{T^2}$
<b>Titane liquide</b>	
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	4110
Conductivité thermique (W/m.K)	17
Chaleur spécifique (J/kg.K)	850

## OXYDE DE ZIRCONIUM (ZrO<sub>2</sub>)

<i>Propriétés</i>	<i>Valeurs</i>
Température de fusion (°C)	2700
Température d'ébullition (°C)	4300
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	710
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	5850
Conductivité thermique (W/m.K)	1.7 à 100 °C 2.1 à 1300 °C
Chaleur spécifique (cal/°C.mol)	
52<T<298 K	$c_p = 11,62 + 10,46.10^{-3}T - \frac{1,777.10^5}{T^2}$
298<T<1800 K	
T>1800 K	
	$c_p = 16,64 + 1,80.10^{-3}T - 3,36.10^5 T^2$ $c_p = 17,80$

### OXYDE DE TITANE (TiO<sub>2</sub>)

<i>Propriétés</i>	<i>Valeurs</i>
Température de fusion (°C)	1857
Température d'ébullition (°C)	2700
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	837
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	4270
Conductivité thermique (W/m.K)	12.9
Chaleur spécifique (J/kg.K)	687

### ALUMINE (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)

<i>Propriétés</i>	<i>Valeurs</i>
Température de fusion (°C)	2053
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	1000
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	4000
Conductivité thermique (W/m.K)	6.3
Chaleur spécifique (J/kg.K)	1242

### COBALT (Co)

<i>Propriétés</i>	<i>Valeurs</i>
Température de fusion (°C)	1495
Température d'ébullition (°C)	2967
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	259
Chaleur latente de vaporisation (kJ/kg)	6475
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	8862
Conductivité thermique (W/m.K)	100
Chaleur spécifique (J/kg.K)	419



## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992 relatif aux Etudes Doctorales

Vu les Rapports de présentation de :

Monsieur Pierre FAUCHAIS

Monsieur J. LIETO

Monsieur Jean-Pierre PAILLARD

est autorisé à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme de  
Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, spécialité "GENIE DES  
PROCEDES".

Fait à Grenoble, le

20 Mars 1995

INPG







**Thèse de Doctorat de l'Institut National  
Polytechnique de Grenoble**

*Titre de l'ouvrage :*

**TORCHE A PLASMA INDUCTIF :  
MODELISATION ET MISE AU POINT D'UN  
PILOTE INDUSTRIEL.  
COUPLAGE AVEC LE CREUSET FROID  
DE TIRAGE**

*Nom de l'auteur :*

**Jean-Pierre PAILLARD**

*Etablissement :*

**Laboratoire MADYLAM**

**RESUME**

Le mémoire présente un ensemble de travaux relatifs au plasma inductif et qui ont débouché sur la mise au point d'un pilote industriel dans le cadre de la création d'une entreprise : la Société AGYL S.A. Une modélisation par la méthode des éléments finis (logiciel FLUX-EXPERT) a permis de montrer l'importance de l'utilisation d'une canne d'injection pour l'introduction de poudre au coeur de la flamme. Nous retrouvons en cela de nombreux résultats de la littérature. La mise au point du procédé s'est quant à elle appuyée, outre l'aspect électrotechnique de l'étude, sur une recherche approfondie de matériaux susceptibles de supporter en continue des champs électriques élevés et des conditions de température et de rayonnement intenses. Enfin, dans le cadre de contrats entre AGYL S.A. et ses partenaires industriels, des applications innovantes telles que l'enrobage de poudres, le tirage de métaux réfractaires ultra-purs ou la sphéroïdisation de particules de titane ont été développées.

**MOTS CLES**

Plasma ; Creuset Froid ; Induction ; Haute fréquence ; Modélisation numérique ; Métallurgie des poudres ; Titane ; Diélectriques